

CRONIN-EFFEKTUS NAGYENERGIÁS  
NEHÉZION-ÜTKÖZÉSEKBEN

DOKTORI ÉRTEKEZÉS

Barnaföldi Gergely Gábor

2005. Budapest



# CRONIN-EFFEKTUS NAGYENERGIÁS NEHÉZION-ÜTKÖZÉSEKBEN

DOKTORI ÉRTEKEZÉS

Barnaföldi Gergely Gábor

ELTE TTK Fizika Doktori Iskola

Vezető: Dr. Horváth Zsolt

Részecskefizika és Csillagászat Program

Programvezető: Dr. Pócsik György

Témavezető: Dr. Lévai Péter

MTA Részecske- és Magfizikai Kutatóintézet

2005. Budapest





# Tartalomjegyzék

<b>I</b>	<b>Bevezetés – kérdésfelvetés</b>	<b>1</b>
<b>II</b>	<b>Hadronok keltése proton-proton ütközésben</b>	<b>10</b>
II.1	A parton modell . . . . .	11
II.1.1	Struktúra- és partoneloszlás függvények . . . . .	12
II.1.2	Partonok fragmentációja hadronokká . . . . .	19
II.1.3	Parton modell hadron-hadron ütközésekben . . . . .	23
II.2	Általánosított partoneloszlások 3 dimenzióban . . . . .	24
II.2.1	Fenomenologikusan kiterjesztett PDF . . . . .	26
II.2.2	Kinematika a $k_T$ bevezetésével . . . . .	27
II.2.3	A fenomenologikus PDF definíciója . . . . .	30
II.3	Hadronkeltés vizsgálata $pp$ ütközésekben . . . . .	32
II.3.1	Numerikus számolásaim elméleti háttere . . . . .	32
II.3.2	Numerikus számolások vezető rendben . . . . .	35
II.4	Parton modell számolások elsőrendű korrekciókkal . . . . .	45
II.4.1	Numerikus számolások NLO-ban . . . . .	48

II.5	A magasabb rendű számolások $K$ -faktor segítségével . . . . .	49
II.5.1	A $K_{jet}$ -faktor energiafüggése – jet hatáskeresztmetszetek . . . . .	50
II.5.2	$K_h$ -faktor hadronprodukciónban . . . . .	54
II.5.3	Numerikus számítások $K$ -faktossal . . . . .	56
II.5.4	Numerikus LO és NLO számolások összehasonlítása . . . . .	58
<b>III</b>	<b>Hadronok keltése proton-atommag ütközésben</b>	<b>61</b>
III.1	Proton-atommag ütközés parton modellje . . . . .	62
III.1.1	Ütközési geometria $pA$ ütközésekben – Glauber modell . . . . .	63
III.2	Belső $k_T$ proton-atommag ütközésekben . . . . .	66
III.2.1	Többszörös szórás az atommagban . . . . .	67
III.3	Atommag partoneloszás függvénye . . . . .	71
III.3.1	Árnyékolás az atommagban . . . . .	73
III.4	Számolási eredmények proton-atommag ütközésekre . . . . .	77
<b>IV A</b>	<b>Cronin-effektus <math>pA</math> és <math>dAu</math> ütközésekben</b>	<b>82</b>
IV.1	A Cronin-effektus kísérleti háttere . . . . .	82
IV.2	A Cronin-effektus és a nukleáris módosulási faktor . . . . .	85
IV.3	A Cronin-csúcs midrapiditásnál – modellszámításaimban . . . . .	88
IV.3.1	Tömegközépponti energiától való függés . . . . .	89
IV.3.2	A magmérettől való függés . . . . .	91
IV.3.3	A hadrontípustól való függés . . . . .	93

IV.3.4 A Cronin-effektus centralitásfüggése midrapiditásnál . . . . .	95
IV.4 A Cronin-effektus előre- és visszaszórt hardonprodukcióra . . . . .	100
IV.4.1 A Cronin-effektus pozitív pszeudorapiditásoknál . . . . .	100
IV.4.2 A Cronin-effektus negatív pszeudorapiditásoknál . . . . .	103
<b>V A Cronin-effektus atommag-atommag ütközésekben</b>	<b>105</b>
V.1 Hadronprodukciónál $AA'$ ütközésekben . . . . .	105
V.1.1 Számolások $AA'$ ütközésekre CERN SPS és RHIC energián . . . . .	106
V.2 A jet-elnyomás vizsgálata $AA'$ ütközésekben RHIC energián . . . . .	109
V.2.1 A jetek indukált nem-Abeli enegiavesztése . . . . .	110
V.2.2 Jet elnyomás a parton modellben – végállapoti effektusok . . . . .	111
V.2.3 A QGP hard próbája – jet-tomográfia . . . . .	112
<b>Összefoglalás – diszkusszió</b>	<b>117</b>
<b>Köszönetnyilvánítás</b>	<b>120</b>
<b>A Általános jelölések, konvenciók</b>	<b>131</b>
<b>B Partonikus invariáns hatáskeresztmetszetek (LO)</b>	<b>134</b>
B.1 A Compton-, és annihilációs $a + b \rightarrow \gamma + d$ folyamatok . . . . .	134
B.2 A tisztán partonikus $a + b \rightarrow c + d$ folyamatok . . . . .	135
<b>C Hadronállapotok fragmentációs függvényei</b>	<b>136</b>



## I Bevezetés – kérdésfelvetés

A XX. század fizikai kutatásainak egyik fontos célja, hogy megértsük a Nagy Bumm után kialakult Univerzumunk fejlődésének első néhány percét. Érdekes kérdés, hogy vajon földi laboratóriumban előállíthatóak-e az anyag korai állapotai? Vajon extrém nagy nyomáson, nagy sűrűsége és magas hőmérsékleten az anyag milyen fázisai jelennek meg?

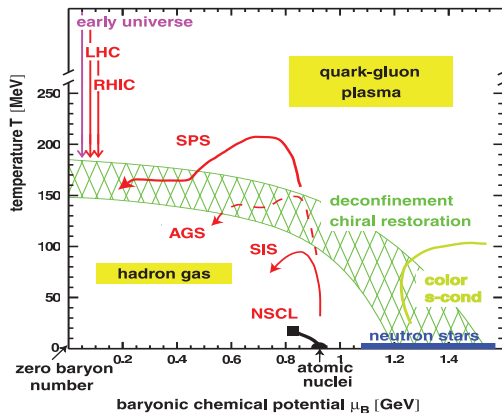
Ezekre a kérdésekre a jelenleg már működő – és az épülőben lévő – részecskegyorsítókban nehéz atommagok nagyenergiás ütköztetésével keressük a választ. Relativisztikus energiákon, ólom vagy arany atommagokat összelöve olyan nagy energiasűrűségek válnak elérhetővé, ahol már kísérletileg vizsgálhatjuk ezeket az extrém állapotokat. Így módon néhány száz fm<sup>3</sup> térfogatban és  $\sim 10^{-23}$  másodpercig rendelkezésünkre állhat a korai Univerzum „anyaga”. Ez az anyag a felfűvódó Univerzummal analóg módon fejlődik: tágul és lehül. Eközben az anyag korai állapotai visszaalakulnak a környezetünkben található részecskékké, melyek kísérletileg detektálhatóak.

A forró Univerzum számunkra érdekes korai állapotában ( $\sim 10^{-10} - 10^{-3}$  s), az erős kölcsönhatás határozta meg a mikroszkopikus folyamatokat. A kvarkok ( $q$ ) és gluonok ( $g$ ), mint az erős kölcsönhatás kvantumai közötti reakciókat, matematikailag egy nem-Abeli modell a *kvantumszíndinamika* (QCD<sup>1</sup>) írja le. A kvarkokat – mint a QCD elemi részecskéit – Gell-Mann, N’eean és Zweig vezette be az 1960-as években. Az 1970-es években Wilzek felfedezte, hogy a QCD-ben, az  $\alpha_s(Q)$  futó csatolási állandó értéke csökken az energia növekedésével. Ezt a tulajdonságot nevezzük *asszimptotikus szabadságnak*. Az alacsony energiasűrűségű végállapotban viszont ezen  $q$  és  $g$  kvantumok szabadon (izoláltan) nem jelennek meg, csak *kifagyva*, hadronokba zárva létezhetnek. Az így keletkezett,

---

<sup>1</sup>QCD – Quantum Chromodynamics

hosszabb vagy rövidebb életidejű barionokat, mezonokat esetleg egzotikus multikvark rendszereket figyelhetjük meg kísérletileg. A nagyenergiás nehézion ütközésekben fellépő nagy energiasűrűségek esetén ( $\epsilon \gtrsim 3 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ ) viszont a *hamis* QCD vákuum kvark-antikvark kondenzátumai felbomolhatnak, és szabad  $q$  valamint  $g$  részecskék jelenhetnek meg a tiszta perturbatív QCD vákuumban. Ezt a magas hőmérsékletű, és energiasűrűségű, színes állapotot nevezzük *kvark-gluon plazmának* (QGP<sup>2</sup>). Az európai CERN SPS<sup>3</sup> és az USA-beli RHIC<sup>4</sup> gyorsítók számos kísérlete évtizedek óta keresi az anyag ezen új állapotát.



I.1. ábra: Az erősen kölcsönható anyag fázisszerkezete, és az azokat tesztelő kísérletek.

Rács QCD számolások segítségével a QGP és további kvantumszindinamikai fázisok illetve azok kritikus paraméterei is megjósolhatóak. Az I.1 ábra foglalja össze az erősen kölcsönható anyag fázisait. Az grafikonra felrajzoltuk az egyes részecskegyorsítók segítségével elérhető fázistartományokat. Az ábra görbéi elméleti számolásokon alapulnak, csakúgy mint a fázishatárok.

Laboratóriumi körülmények között a QGP fázis csak néhány fm átmérőjű térfogatban és

<sup>2</sup>QGP – Quark Gluon Plasma

<sup>3</sup>SPS – Super Proton Synchrotron

<sup>4</sup>RHIC – Relativistic Heavy Ion Collider

igen rövid  $\tau \approx 5 - 10 \text{ fm}/c$  ideig tartható fenn, így a direkt megfigyelése nem lehetséges. Tovább nehezíti a QGP fázis vizsgálatát, hogy a létrejött plazma fizikai tulajdonságai összemosódnak a forró hadronikus fázis sugárzásaival. E primer jellemzők nem feltétlenül őrződnek meg a végállapotbeli hadronizáció után. A fázisátmenetre, illetve a kvark-gluon plazma megjelenésére utaló jeleket, az ún. szignatúrákat viszont széles körben vizsgálhatjuk nehézionok ütközéseiben. A QGP fázis első jóslása óta rengeteg eltérő elmélet született a plazma jelek általi azonosítására. A következő rövid áttekintésben ezen jósolt szignatúrákat összegzem [22].

## Kinematikai próbák

**A termodinamikai változók:** A rendszert leíró állapotjelzők:  $\epsilon$  energiasűrűség, a  $P$  nyomás, a  $T$  hőmérséklet,  $\mu_B$  bariokémiai potenciál és  $s$  a rendszer entrópiasűrűsége. Ha fázisátalakulás megy végbe a rendszerben (pl. a QGP fázis megjelenik), hirtelen megnövekszik az effektív szabadsági fokok száma. Ekkor a  $T$  függvényében a  $\epsilon/T^4$  vagy a  $s/T^3$  értéke ugrásszerűen megnő. Ezen a viselkedés felismerése, kimérése az állapotegyenlet direkt meghatározásához vezethet.

**Elliptikus folyás:** A legkorábban jósolt szignatúra az (*elliptikus*) *folyás* (*flow*) Az atommag-atommag ütközésben az ütközési zóna nem izotróp módon tágul, amit hidrodinamikai számításokkal reprodukálni lehet. A QGP fázist is feltételezve meghatározható, hogy valószínűbb az energiaátadás a kvark és gluon szabadsági fokokba, mint a hadronokéba. Ennek következményeként a  $P/\epsilon$  arány  $\sim 1/4 - 1/6$  részére csökken. Ezt az állapotegyenlet *felpuhulásának* nevezzük. A flow esetében az geometriai izotrópia nagyságából ez a felpuhulás meghatározható, amit a szögeloszlás Fourier-komponenseinek mérése igazolni látszik. A modellszámítások azonban érzékenyek a választott QGP állapotegyenletre.

**Hanbury – Brown – Twiss interferometria:** Az eredetileg asztrofizikában alkalmazott *Hanbury – Brown – Twiss* (HBT) eljárás, két foton korrelációját vizsgálva, kiterjedt sugárzó égi objektumok szögátmérőjét határozza meg. A HBT effektus szerint a kiterjedt forrásról emittált azonos részecskék energiájának korrelációját Fourier-transzformálva a térjű korrelációt kapjuk meg. Hadronfizikában ezt az elvet elsőként  $p\bar{p}$

ütközésben mért pionspektrumokra alkalmazták. Nagyenergiás nehézionütközésekben a keletkezett *tűzgömb* tekinthető úgy, mint kiterjedt sugárzó pionforrás. A pionok impulzusát vizsgálva a HBT interferometria segítségével az atommag-atommag ütközésekben keltett anyag eloszlásáról kaphatunk információt.

## Elektromágneses próbák

**Direkt foton próba:** A direkt fotonok produkcióját a végállapotú kölcsönhatások nem befolyásolják, így közvetlenül vizsgálható a partonikus ütközés utáni állapot. Direkt  $\gamma$  az annihilációs ( $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$ ,  $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$ ) és a Compton ( $gq \rightarrow q\gamma$ ,  $g\bar{q} \rightarrow \bar{q}\gamma$ ) folyamatokban keletkezik. A fotonprodukciónak nagysága és transzverzális impulzuseloszlása a plazma kvarkjainak, antikvarkjainak és gluonjainak impulzuseloszlásától függ. A modellszámítások alapján azt várjuk, hogy a direkt fotonspektrum termikus eloszlást mutat. Ha QGP keletkezik a spektrum módosulhat. Kísérleti szempontból a direkt fotonspektrum vizsgálata kényes feladat, mert a teljes fotonspektrumból kell levonnunk a nem direkt fotonok okozta járulékot. Ehhez nagyon pontosan meg kell határozni a hadronikus bomlások másodlagos fotonprodukciónak. A közelmúltban a CERN SPS WA98 és a RHIC PHENIX mérésekben került sor a direkt  $\gamma$  produkció meghatározására.

**Leptonpár produkció:** A kvark-antikvark annihilációban létrejött virtuális fotonok leptonpárokbá<sup>5</sup> bomlanak. A keltett dilepton spektrumot analizálva a QGP termális sugárzásáról kaphatunk képet. A parton-kaszád modellek és további egyensúlyi fázison alapuló elméletek szerint az egyensúlyi kvark-gluon plazma fázis  $5 \text{ GeV} \lesssim M \lesssim 10 \text{ GeV}$  invariáns tömegű dileptonokat eredményez a Drell–Yan háttéren felül. Ezek vizsgálata a CERN SPS NA45, CERES és a PHENIX kísérletekben folyik.

---

<sup>5</sup>Ezeket dileptonoknak hívja a szakirodalom.



## A kvark-izolálás (deconfinement) próbák

**A  $J/\psi$  elnyomás:** A charmonium ( $J/\psi$ ) részecske a nagy tömegű, bájos ( $c$ , *charm*) kvark-antikvark pár kötött állapota ( $c\bar{c}$ ). Az elméleti modellek szerint a QGP létrejöttékor színes szabad partonanyag jelenik meg, melyben a *Debye árnyékolás* hatására nehezebben alakul ki a  $c\bar{c}$  kötött állapot. A CERN SPS NA38, NA50, NA60 és RHIC kísérletekben a  $J/\psi$  részecske relatív hozamát mérik a hadronhátterhez képest.

**A ritkasághozam növekedése:** Hadronikus ütközésekben a *ritkaság* ( $s$ , *strange*) tartalmú hadronok nehezebben keletkeznek, mint a tisztán könnyű kvark tartalmúak. A többszörös ritkaságtartalmú hadronokra ez a különbség tovább nő. QGP fázisban nagyobb valószínűséggel megy végbe a gluon-gluon reakció, ezáltal relatíve több  $s\bar{s}$  pár keletkezik. A hozamnövekedés mind a ritka hadronok, mind pedig a *többszörösen-ritka* barionok spektrumában várható. A CERN SPS WA97, NA49, RHIC STAR és PHENIX kísérletekben folynak ilyen irányú kutatások.

## Királis szimmetria próbák

**Rendezetlen királis kondenzátumok:** A nehézion ütközésekben a királis szimmetria részleges megőrzése során a *rendezetlen királis kondenzátumok* (DCC<sup>6</sup>) doménjei jöhetnek létre. A DCC olyan koherens gerjesztett állapotú pioneret jelent, amely jól jellemezhető a kvark-antikvark kondenzátumok  $\langle\bar{\psi}\psi\rangle$  rendparaméterével. A kialakult DCC domének semleges és töltött pionokba bomlanak, de ha királis fázisátmenet játszódott le, akkor a  $N_{\pi^0}/N_{\pi}$  arány különbözni fog 1/3-tól.

**Anyagi közeg hatása a hadronikus tulajdonságokra:** A dilepton tömegspektrumban a  $\rho$ ,  $\omega$  és  $\phi$  mezonok spektrálfüggvényének csúcsának helye és szélessége érzékenyen változik a partonikus közeg változásaira. Királis fázisátmenet pillanatában a fenti vektromezonok tömege erőteljesen lecsökken, a csúcs szélessége pedig megnövekedhet. A változásából a kevert fázis sűrűségére következtethetünk.

---

<sup>6</sup>DCC – Disoriented Chiral Condensate

## Hard QCD próbák

**Jetek elnyomása:** Az erősen kölcsönható anyag színes szerkezetét feltérképezhetjük a rajta áthaladó nagy impulzusú parton kölcsönhatásának vizsgálatával. A mechanizmus analóg a gyorsan mozgó töltött részecskék elektromágneses energiavesztésével, amelyet a Bethe–Bloch-formula ír le. Az energiavesztés ekkor a dielektromos médium gerjesztése vagy sugárzás által következik be. Az erősen kölcsönható anyagban a színes partonok színes szórócentrumokkal való kölcsönhatása okozza az energiavesztést. Az elméleti számolások szerint QGP megjelenése esetében ez az elnyomás erősebb, mint hadronfázisban. A RHIC gyorsítónál kísérletileg is kimutatásra került, hogy a nagy impulzusú vezető részecske által keltett részecskezápороk, azaz a *jetek* energiát veszítenek, miközben a forró színes partonanyagon áthalolnak. Az effektust *jet elnyomásnak* nevezzük. Az újonnan felfedezett mechanizmus olyannyira erős, hogy az ellentétes irányú, kettős ún. *dijetek* egyike akár teljes energiáját is elveszítheti. A jet elnyomás centralitásfüggésének vizsgálatával, az ún. *jet tomográfiával* meghatározható a keletkező QGP színsűrűsége (*opacitása*) is. A jet elnyomást többek között a Baier–Dokshitzer – Müller – Peginé – Schiff (BDMPS) és a Gyulassy–Lévai–Vitev (GLV) modell írja le. A RHIC kísérleti mérései ez utóbbi, GLV jet elnyomás eredményeivel vannak összhangban.

Az elmúlt évtizedekben ezen a szignatúrák analízise újabb és újabb kérdéseket indukált, melyek megválaszolása mindmáig nem zárult le. A felsorolt *elvi* szignatúrák szinte mindegyikét jelenleg is több tucat kísérleti és elméleti csoport vizsgálja. Ezen kutatómunkába kapcsolódhattam be, az MTA KFKI RMKI Elméleti Főosztályának Nehézionfizikai Osztáján, mint Fiatal Kutatói Ösztöndíjas.

## A doktori munkám

Doktori munkám a nehézionfizikán belül a kvark-gluon plazma hard próbájának kutatásához kapcsolható. Elsődleges feladatomban az volt, hogy a perturbatív QCD alapú parton modell keretein belül kidolgozzam a  $pp$ ,  $pA$  és  $AA'$  ütközésekben keltett pionok spektrumának minél pontosabb meghatározását. A létrehozott, fenomenologikusan kiterjesztett pQCD

alapú parton modell biztosította a pionkeltés megfelelően pontos elméleti számolását. Ezen „háttér számolások” hasznossága és sikere látható a GLV jet elnyomás alkalmazásában a jet-tomográfiát bemutató cikkeken [12, 13].

A kutatás során a nukleáris effektusok pontos vizsgálatára jó jelzőnek bizonyult a – később definiálandó – nukleáris módosulási faktor<sup>7</sup>, mely lineáris skálán „nagyítja ki” a nagyenergiás magfizikai hatásokat. Ha  $pA$  vagy  $AA'$  ütközésekben e faktor értéke egynél nagyobb lesz a közepes  $p_T$  tartományban, *Cronin-effektusról* beszélünk. Modellem segítségével reprodukálhatóvá és analízálhatóvá vált a Cronin-effektus, mely kutatásom középpontjába került.

A Cronin-effektus felfedezése mintegy negyed évszázados múlta tekint vissza. Az első mérési eredmények proton-atommag ütközésekből, a Fermi National Laboratory-ban a CERN-Princeton (CP) kísérleti kollaborációtól származnak [23, 24]. A kísérleti tapasztalat szerint a közepes  $p_T$  tartományban eltér a  $pA$  ütközésekben és az  $\langle N_{bin} \rangle$  bináris ütközési számmal felskálázott  $pp$  ütközésekben mért hadronprodukció. A J.W. Cronin után elnevezett jelenség – noha kísérleti szempontból nem újdonság – elméleti reprodukciója a közelmúltig váratott magára.

Doktori munkám fő részében a Cronin-effektust vizsgáltam  $pA$  és  $AA'$  ütközésekben elméletileg meghatározott hadronspektrumok alapján. Elméleti számolásaimat – a kísérleti eredményekkel összhangban – igen széles tömegközépponti energiatartományban, a CERN SPS, FNAL<sup>8</sup>, RHIC és CERN LHC<sup>9</sup> részecskegyorsítók energiáin végeztem el. Munkám közvetlenül kapcsolódott a CERN SPS NA49 egy, a Dr. Vesztegombi György által tervezett kísérlet előkészítéséhez, melyben  $pA$  és  $AA'$  ütközésekben mérnék a Cronin-effektust különböző targetek esetében[10]. Témavezetőm Dr. Lévai Péter mellett részt vehettem a CERN-ben épülő LHC részecskegyorsítónál mérhető hadron és fotonprodukciók előzetes elméleti meghatározásában

---

<sup>7</sup>Nuclear modification factor.

<sup>8</sup>FNAL – Fermi National Accelerator Laboratory

<sup>9</sup>LHC – Large Hadron Collider.

## Doktori értekezésem felépítése

Doktori értekezésem témájának összetettsége megköveteli, hogy a Cronin-effektus vizsgálatának bemutatása előtt részletesen ismertessem az alkalmazott modell részleteit. Értekezésemet négy fő, egymásra épülő részre tagoltam, melyekben a proton-proton ütközések vizsgálatától indulva a proton-atommag és atommag-atommag ütközésen át jutok el a Cronin-effektusra vonatkozó eredmények elemzéséhez.

Az II. fejezetben ismertetem a tankönyvekből ismert *hagyományos* parton modellt, majd bemutatom általánosításának lehetőségeit. A doktori munkám során használt fenomenologikus, 3-dimenziós általánosított parton modell részletes ismertetése után pion spektrumok vezető rendű meghatározását mutatom be. Elemzem a modellbe bevezetett belső  $k_T$  paraméter transzverzális impulzus valamint a tömegközépponti energiától való függését. A II.3.2. alfejezetben vezető rendű modellszámításaimat összehasonlítom a kísérleti eredményekkel. A II.4. alfejezetben röviden összefoglalom az elsőrendű korrekciókat is tartalmazó NLO számolások elméleti hátterét, valamint bemutatom egy az NLO számolásokat meggyorsító fenomenologikus eljárást a  $K_{jet}$ -függvény módszert. A II. fejezet végén az LO és NLO esetekben számolt pion spektrumokat hasonlítom össze.

A III. fejezetben a proton-atommag ütközésekben fellépő geometriai és kezdeti állapotú nukleáris effektusokat ismertetem a fenomenologikusan általánosított parton modell keretein belül. Az ütközési geometria tárgyalása során elemzem a telített Glauber modellt, melyben meghatározom a nukleáris kiszélesedés paramétereit. A III.3.1. alfejezetben az atommagban megfigyelhető árnyékolási effektus modelljét mutatom be. A III. fejezet lezárásaként proton-atommag ütközésekben keltett pionok kísérletileg mért és az általam elméletileg meghatározott spektrumait vetem össze.

A IV. fejezetben a korábbi II-III. fejezetekben megismert hatások alapján a Cronin-effektus kísérleti és elméleti meghatározását mutatom be. Definálom a nukleáris módosulási tényezőt, mind a kísérleti mind az elméleti számolások szemszögéből. A nukleáris módosulási tényezőt vizsgálva a Cronin-effektust befolyásoló hatásokat veszem sorra. Az atommag méretétől való függést proton-atommag ütközésekben vizsgálom a különböző targetek választása esetén. Analizálom a RHIC-nél mért  $dAu$  adatait, így pl. a centralitástól való függést. A fenti két esetben rámutatok a naív és a telített Glauber modell alkalmazása

---

esetén fellépő különbségekre.

A V. fejezetben az atommag-atommag ütközések geometriájának megadásával indítom. Szót ejtek a lehetséges végállapoti effektusokról, valamint röviden ismertetem az alkalmazott Gyulassy–Lévai–Vitev jet-elnyomás számolások alapjait. A jet-elnyomást is tartalmazó modellszámításokkal és azok RHIC kísérleti eredményekkel való összehasonlításával fejezem be a V. fejezetet. A *minimum bias* adatok alapján meghatározom az arany-arany ütközésekben keletkezett sűrű színes anyag opacitását, valamint sűrűségét.

## II Hadronok keltése proton-proton ütközésben

A nehézion ütközésekben keltett hadronok tárgyalásának alapjául a nukleon-nukleon ( $NN$ ) ütközések leírása szolgál. A legegyszerűbb esetet a proton-proton ( $pp$ ) és proton-antiproton ( $p\bar{p}$ ) ütközések jelentik. A reakcióban keltett végállapotú részecske impulzusának függvényében különböző modelleket használnak a szakirodalomban. Jelen doktori értekezésben az ún. parton modellt tekintjük, amely különböző rendű perturbatív kvantumszindinamikai (pQCD) számításokra épül.

Bevezetésként fejezetben szeretném bemutatni a *konvencionális parton modellt* alapjait.<sup>10</sup> Ezt az 1-dimenziós, longitudinális modellt fogom fenomenologikusan általánosítani, figyelembe véve a kezdőállapotú részecskék transzverzális impulzus-komponenseit. A II.3.2. alfejezetben bemutatom az általánosított parton modell alapján elvégzett vezető rendű (LO) elméleti számolásaimat  $pp$  és  $p\bar{p}$  ütközésekben keltett pionok esetére [1]. Eredményeimet összehasonlítom igen széles tömegközépponti energiatartományban a kísérletileg mért adatokkal: CERN SPS-től ( $\sqrt{s_{NN}} = 20$  GeV) a Tevatron ( $\sqrt{s_{NN}} = 1.8$  TeV) energiáig. Az elsőrendű korrekciók (NLO) figyelembevételével elvégzett számolásokat a [2, 5] cikkek alapján mutatom be. Végül ezen elsőrendű korrekciókat a vezető rendű számításokkal összehasonlítva egy, az NLO-t közelítő, KNLO-módszert definiálok a [4] cikk alapján bevezetett  $K_{jet}$ -függvény segítségével.

A fejezet fő célja, hogy az általánosított 3-dimenziós partoneloszlásokat alkalmazva meghatározzam a  $pp$  ütközésekben mért pionspektrumokat legjobban reprodukáló számítások  $\langle k_T^2 \rangle$  paraméterét. Ennek a belső  $k_T$  paraméternek az itt leírt illesztésével a III. ill. V.

<sup>10</sup>Értekezésemben alkalmazott „konvencionális” jelzőt a hagyományos parton modellel jól tárgyalható, longitudinálisan dominált, nagy  $p_T$ -s folyamatokra fogom használni.

fejezetekben majd lehetőség nyílik a bonyolultabb proton-atommag ill. atommag-atommag ütközések pontos modellezésére.

## II.1 A parton modell

A konvencionális parton modell a *faktorizációs tételen* alapul, mellyel szétválaszthatóak a nagyenergiájú részecskefolyamatokban szerepet játszó hosszú hatótávolságú, nem-perturbatív, és a rövid hatótávolságú, perturbatív eljárásokkal tárgyalható effektusok. A faktorizáció tételét eredetileg hadronok belső struktúrájának meghatározására dolgozták ki. Kezdetben a nagyenergiás lepton-hadron ütközésekben, az ún. *mélyen rugalmatlan szórásban* (DIS<sup>11</sup>), mért részecskeprodukció meghatározására szolgált, de a faktorizáció tétele vezetett többek között a hadronok kvark-gluon struktúrájának megértéséhez és bizonyításához is. Az alapgondolat alkalmazása kiterjedhet a napjainkban is folyó kis és nagyenergiájú lepton-hadron, valamint lepton-atommag reakciók modellezésére is.

A faktorizáció tétele a parton modell nemperturbatív effektusait valószínűségi eloszlásfüggvények konvolúciója segítségével írja le. A bejövő részecske belső struktúráját a kezdő állapotban a *partoneloszlás függvény* (PDF) jellemzi, a végállapotban a kimenő hadron keletkezését pedig a *fragmentációs függvény* (FF) modellezi. A nagy energiájú és nagy impulzus-cseréjű belső partonikus *hard szórás* pedig perturbatív módon kezelhető.

Matematikailag egy multidimenziós konvolúciós integrál kapcsolja össze a perturbatív és a nem-perturbatív leírásmódot, a perturbatív, partonikus hatáskeresztmetszet rögzített rendjében. A fent említett eloszlásfüggvények a szakirodalomban különböző rendű számolásokhoz készített parametrizációkban érhetők el: a *vezető rendű* (LO) járulékok, az elsőrendű korrekciók (NLO), valamint *másodrendű korrekciók* (NNLO) figyelembe vételével<sup>12</sup>. Természetesen, ha a pontosabb leírás érdekében a magasabb rendű (HO) korrekciókat is figyelembe akarjuk venni, akkor a számolások egyre összetettebbé, bonyolultabbá válnak

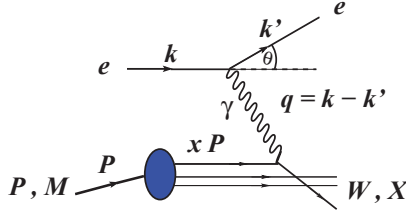
---

<sup>11</sup>DIS – Deep Inelastic Scattering

<sup>12</sup>L<sub>O</sub> – Leading Order, N<sub>LO</sub> – Next-to-Leading Order és NN<sub>LO</sub> – Next-to-Next-to-Leading Order a jelölés alapján. Ez utóbbiakra használatos összefoglaló jelölés a HO – Higher Order is.

### II.1.1 Struktúra- és partoneloszlás függvények

A partoneloszlás függvények a nagyenergiás, mélyen rugalmatlan, lepton-nukleon ( $l + N \rightarrow l' + N$ ) ütközések tanulmányozásán keresztül határozhatóak meg. Követve a [25, 26] referenciákban leírtakat, most az  $e + p \rightarrow e + X$  reakció példáján keresztül szeretném ismertetni a parton modell háttérében álló fizikai képet. A II. 2. ábrán egy bejövő,  $k$  négyesimpulzusú  $e$  elektron hat kölcsön a  $P$  négyesimpulzusú,  $M$  tömegű  $P$  proton elektromosan töltött partonjával (azaz egy kvarkkal). A szóródott elektron négyesimpulzusa a végállapotban  $k'$ , mely alapján a kölcsönható bozon négyesimpulzus cseréje  $q = k - k'$ . A végállapot  $X$  „ismeretlen” rendszer tömegét  $W$  jelöli. A leírástól, illetve a  $q$  négyesimpulzus csere nagyságától függően, a kölcsönhatásért felelős részecske a  $\gamma$  vagy  $Z^0$  bozon. A II. 2. ábrán példaként az egy-foton kicserélő kölcsönhatást mutatom be, a legalacsonyabb rendű közelítésben.



II. 2 ábra: Kinematikai változók az  $e + p \rightarrow e + X$  reakcióban, egy-bozon ( $\gamma$  vagy  $Z^0$ ) kicserélő közelítésben.

A következőkben bevezetek néhány invariáns mennyiséget, melyek nagyon hasznosnak bizonyultak a differenciális hatáskeresztmetszet kiszámítása során. A levezetésben és a jelölésekben követem a [26] összefoglaló cikk definícióit.

$\nu := \frac{\mathbf{q} \cdot \mathbf{P}}{M} = E - E'$  az elektron által elveszített energia a nukleon nyugalmi rendszerében.

Itt  $E$  és  $E'$  jelöli az elektron energiáját a kezdő és a végállapotban.

$Q^2 := -q^2 = 2(E E' - \mathbf{k} \cdot \mathbf{k}') - 2m_e^2$ , ahol  $m_e$  az elektron tömege. Ha teljesül a  $m_e^2 \ll E E' \sin^2(\theta/2)$  feltétel, akkor  $Q^2 \approx 4E E' \sin^2(\theta/2)$ , ahol  $\theta$  a nukleon nyugalmi rendszerében vett lepton szórási szög.



$x := \frac{Q^2}{2M\nu}$  a Bjorken-féle skálaváltozó. Ez a mennyiség köti össze a nukleon és az őt alkotó partonok impulzusát:  $\mathbf{p}_a = x\mathbf{P}$ .

$y := \frac{\mathbf{q} \cdot \mathbf{P}}{\mathbf{k} \cdot \mathbf{P}} = \frac{\nu}{E}$  az elektron relatív energiavesztése a laboratóriumi rendszerben.

$W := (\mathbf{P} + \mathbf{q})^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2$  az elektronról visszaszóródott ismeretlen  $X$  részecske tömegének négyzete.

$s := (\mathbf{k} + \mathbf{P})^2 = \frac{Q^2}{xy} + M^2 + m_e^2$  az elektron-proton rendszer tömegközépponti energiájának négyzete.

Feltételezzük, hogy az egy-foton kicserélő kölcsönhatás a domináns. Ekkor a folyamat differenciális hatáskeresztmetszete a következő általános alakban írható fel:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha^2 E'}{Q^4 E} |A|^2 = \frac{\alpha^2 E'}{Q^4 E} L_{\mu\nu}^e W^{\mu\nu} \quad , \quad (\text{II.1})$$

a leptonikus és hadronikus tenzoroknak megfelelő amplitúdókkal. Elektron esetében a leptonikus tenzor a következő lesz:

$$L_{\mu\nu}^e = \frac{1}{2} \sum_{s'} \bar{u}(k's') \gamma_\mu u(ks) \bar{u}(ks) \gamma_\nu u(k's') \quad , \quad (\text{II.2})$$

míg a  $J_\mu$  hadronárammal felírt hadronikus tenzor alakja:

$$W_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \sum_n \langle p | J_\mu^+ | n \rangle \langle n | J_\nu | p \rangle (2\pi)^3 \delta^4(P + q - p_n) \quad . \quad (\text{II.3})$$

Feltételezve, hogy a proton a kezdőállapotban polarizálatlan<sup>13</sup>, a laboratóriumi rendszerben a differenciális hatáskeresztmetszet átírható. Alkalmazva a mérték-feltételt,  $q_\mu W^{\mu\nu} = 0$ , a (II.3) hadronikus tenzor általános sorfejtése alapján a (II.1) egyenletből a következő összefüggést kapjuk:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{4\alpha^2 E'^2}{Q^4} [W_2(\nu, Q^2) \cos^2(\theta/2) + 2W_1(\nu, Q^2) \sin^2(\theta/2)] \quad . \quad (\text{II.4})$$

Itt  $W_1(\nu, Q^2)$  és  $W_2(\nu, Q^2)$  a proton *struktúra függvényei*, magukba olvasztva a hadronikus vertex nem számolható részét. A QCD asszimptotikus szabadságának következménye,

<sup>13</sup>Az  $L_{\mu\nu}$  tenzor szimmetrikus a  $\mu \leftrightarrow \nu$  indexcserére, így csak a  $W^{\mu\nu}$  szimmetrikus része ad járulékot az (II.1) egyenletben.

hogy a partonok csak a nagy energiás *Bjorken-határértékben* ( $\nu \rightarrow \infty$  és  $Q^2 \rightarrow \infty$ ) lesznek szabadok. Alacsonyabb energiákon a parton csak hadronokba zárva jelenhet meg. A proton belső struktúrája tehát a bezárt partonok következtében jön létre. Ezen gondolatmenet alapján az elektron és a proton közötti kölcsönhatás úgy interpretálható, mint a protont alkotó pontszerű individuális partonokkal való kölcsönhatás inkoherens összege. A (II.4) egyenletet összehasonlítjuk a nyugvó fermionon, pontszerű csatolással, rugalmasan szóródó részecske hatáskeresztmetszetével:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{4\alpha^2 E'^2}{Q^4} \left[ \cos^2(\theta/2) + \frac{Q^2}{2M^2} \sin^2(\theta/2) \right] \delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2M}\right) . \quad (\text{II.5})$$

Ezen kifejezés alapján meghatározhatóak a proton struktúrafüggvényei:

$$W_1(\nu, Q^2) = \frac{Q^2}{2M^2} \delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2M}\right) , \quad (\text{II.6})$$

$$W_2(\nu, Q^2) = \delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2M}\right) . \quad (\text{II.7})$$

A kapott  $W_1(\nu, Q^2)$  illetve  $W_2(\nu, Q^2)$  struktúra függvények mind  $\nu$ , mind pedig  $q^2$  szabad függvényei. Problémát jelent azonban, hogy ezek a változók igen erősen függnek az elektron szórási paramétereitől (pl. energiavesztés, szórási szög). Nagy impulzuscseréjű ( $Q^2 \geq 1 \text{ GeV}^2$ ) folyamatokra a Bjorken-féle skálaváltozó definíciója alapján ez a függés áttanszformálható a következő dimenziótlan struktúrafüggvényekre:

$$F_1(x) = M W_1(\nu, Q^2) , \quad (\text{II.8})$$

$$F_2(x) = \nu W_2(\nu, Q^2) . \quad (\text{II.9})$$

A dimenziótlan  $F_1(x)$  és  $F_2(x)$  struktúrafüggvények függetlenek lesznek minden tömegskálától. Ezt nevezzük a struktúra függvények *skála invarianciájának*, másképpen *Bjorken-skálázásnak*.

Nagy impulzuscseréjű határesetben, ha a parton tömege és transzverzális impulzusa elhanyagolható, valamint a szóródott parton a target részecske négyesimpulzusának  $x$  impulzus hányadával rendelkezik, felírható a kvark-parton modell *master egyenlete*:

$$F_2(x) = 2x F_1(x) = \sum_q e_q^2 x f_q(x) , \quad (\text{II.10})$$

ahol  $f_q(x)$  az ún. *partoneloszlás függvény* (PDF)<sup>14</sup>. Itt felösszegeztünk a lehetséges parton izekre:  $q \in \{q_i, \bar{q}_i, |i = 1 \dots N_f\}$  melyek  $e_q$  töltésűek. Az így definiált partoneloszlás függvények annak a valószínűségét adják meg, hogy az anyarészecskéből (itt a  $p$  proton) származó  $q$  parton a  $[x, x + dx]$  intervallumban mekkora impulzus hányaddal rendelkezik.

### STRUKTÚRAFÜGGVÉNYEK ÉS A DGLAP EGYENLETEK

Bjorken-határesetben az előzőekben bevezetett struktúrafüggvények skálafüggetlenek. A QCD nagyszögű (hard) gluonsugárzása azonban sérti ezt a tulajdonságot. A fellépő logaritmusos skálásértés igen erőteljessé válik az  $x$  kis értékeire. Ha növekszik a folyamat  $Q$  impulzuscseréje, akkor egyre erőteljesebb lesz a gluonsugárzás, amely azután  $q\bar{q}$  párokat eredményez. Az  $x$  csökkenésével a gluonsugárzás miatt meg fog változni a kvarkok kezdeti impulzus eloszlása, eltolódik az alacsony impulzusú (soft) tartományba és a gluon sűrűség, valamint a  $q\bar{q}$  tenger növekedését eredményezi. A gluonsugárzás során keltett  $q\bar{q}$  párokat leíró *splitting függvények* segítségével megadható a partoneloszlások és fragmentációs függvények evolúciós egyenlete.

A QCD alapú parton modellben általában skálafüggetlen partoneloszlás függvényeket használunk:  $f_q(x, \mu^2)$ , a  $q \in \{g, q_i, \bar{q}_i, |i = 1 \dots N_f\}$  kvarkizekre, ahol  $\mu^2$  a rögzített  $Q^2$  tesztškála. Definálhatók a *szinglett*  $q^s := \sum_i (q_i + \bar{q}_i)$ , és a *nem-szinglett*  $q_i^{ns} := q_i - \bar{q}_i$  kvark eloszlások<sup>15</sup>, melyeket felhasználva a struktúra függvények skálafejlődése a következő csatolt integro-differenciálegyenlettel írható le:

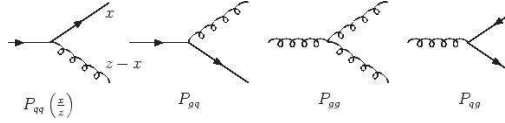
$$\frac{\partial}{\partial (\ln \mu^2)} q_i^{ns} = \frac{\alpha_s (\ln \mu^2)}{2\pi} P_{qq} \otimes q_i^{ns} , \quad (\text{II.11})$$

$$\frac{\partial}{\partial (\ln \mu^2)} \begin{pmatrix} q^s \\ g \end{pmatrix} = \frac{\alpha_s (\ln \mu^2)}{2\pi} \begin{pmatrix} P_{qq} & N_f \cdot P_{qg} \\ P_{gq} & P_{gg} \end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix} q^s \\ g \end{pmatrix} . \quad (\text{II.12})$$

Ez az ún. *Dokshitzer – Gribov – Lipatov – Altarelli – Parisi egyenlet* (DGLAP). Itt  $P_{q,q_j}$  az *Altarelli – Parisi splitting függvényeket* jelöli. A DGLAP egyenletekben a  $q_i^{ns}$ ,  $q^s$ ,  $q^s$  és  $g$  kvarkeloszlások valamint a splitting függvények Bjorken- $x$  szerinti konvolúciója adja meg a skálafejlődést, minden lehetséges kvarkiz esetében. A vezető rendű splitting függvények gráfjai a II. 3. ábrán láthatóak [27].

<sup>14</sup>PDF – Parton Distribution Function.

<sup>15</sup>Természetesen a  $q_i^{ns} := q_i^{ns}(x, \mu^2)$ ,  $q^s := q^s(x, \mu^2)$ , illetve  $g := g(x, \mu^2)$  függvények is  $x$  és  $\mu^2$  függők.



II. 3. ábra: A vezető rendű Altarelli–Parisi splitting függvények,  $P_{q_i q_j}$  gráfjai, melyek a  $q_i \rightarrow q_j$  partonátmenet valószínűségét adják meg  $x/z$  impulzus hányadnál.

A különböző átmenetek splitting függvényeit ekkor a Bjorken-féle  $x$  változó segítségével felírhatjuk:

$$P_{qq} = \frac{4}{3} \left[ \frac{1+x^2}{(1-x)} \right]_+ = \frac{4}{3} \left[ \frac{1+x^2}{(1-x)_+} \right] + 2 \delta(1-x) \quad , \quad (\text{II.13})$$

$$P_{qg} = \frac{1}{2} [x^2 + (1-x)^2] \quad , \quad (\text{II.14})$$

$$P_{gq} = \frac{4}{3} \left[ \frac{1+(1-x)^2}{x} \right] \quad , \quad (\text{II.15})$$

$$P_{gg} = 6 \left[ \frac{1-x}{x} + x(1-x) + \frac{x}{(1-x)_+} \right] + \left[ \frac{11}{2} - \frac{N_f}{3} \right] \delta(1-x) \quad , \quad (\text{II.16})$$

ahol a  $[F(x)]_+$  jelölés definiálja az eloszlást bármely kellően reguláris  $f(x)$  függvényre:

$$\int_0^1 dx f(x) [F(x)]_+ := \int_0^1 dx (f(x) - f(1)) \cdot F(x) \quad . \quad (\text{II.17})$$

A struktúrafüggvényeket általában az  $\alpha_s(Q)$  erős csatolási állandó valamely rögzített rendjében adják meg. A sorfejtés általában  $\ln \mu^2$ -vel és  $\ln(\frac{1}{x})$ -szel arányos tagokat tartalmaz.

#### A QCD CSATOLÁSI ÁLLANDÓJÁNAK RENORMÁLÁSA

A QCD asszimptotikusan szabad elmélet, mely tulajdonság abban nyilvánul meg, hogy az  $\alpha_s(Q_r) = g_s^2/4\pi$  csatolási állandó kicsi lesz nagy energiák esetén. Az erős kölcsönhatás csatolási állandója tehát függ a  $Q_r$  renormálási skálától. A skálafüggést leíró  $\beta_i$  renormcsoport függvény olyan kell hogy legyen, ami kielégíti a skála renormcsoport-egyenletét. Az effektív  $\alpha_s(Q_r)$  a  $Q_r$  skála szerinti függését (a számolás adott rendjében sorbafektve) a

következő differenciálegyenlet adja meg:

$$Q_r \frac{\partial \alpha_s(Q_r)}{\partial Q_r} = -\frac{\beta_0}{2\pi} \alpha_s^2(Q_r) - \frac{\beta_1}{4\pi^2} \alpha_s^3(Q_r) - \frac{\beta_2}{64\pi^3} \alpha_s^4(Q_r) - \dots \quad (\text{II.18})$$

Itt a  $\beta_i$ -függvények alakja a következő lesz ( $N_f$  az  $m_q < Q_r$  tömegű kvarkízek száma):

$$\begin{aligned} \beta_0 &= 11 - \frac{2}{3}N_f, \\ \beta_1 &= 51 - \frac{19}{3}N_f, \\ \beta_2 &= 2857 - \frac{5033}{9}N_f + \frac{325}{27}N_f^2. \end{aligned} \quad (\text{II.19})$$

Az (II.18) egyenlet integrálása során fellépő  $Q_{r0}$  konstans tag a kísérleti mérésekből határozható meg. Szokás ezt  $\Lambda$ -val jelölni, emellett áttérhetünk a dimenziótlan  $Q_r/\Lambda$  skálaparaméterre is. Az  $\alpha_s(Q_r)$  futó csatolási állandó  $Q_r$  függése ekkor a következő:

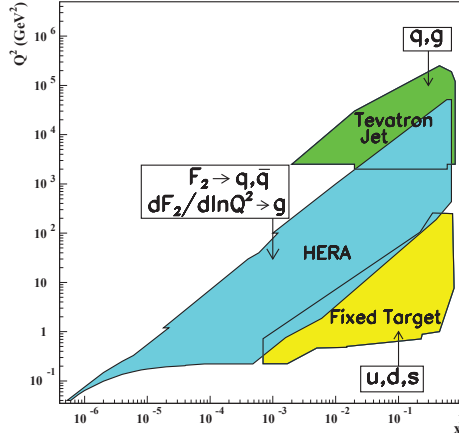
$$\begin{aligned} \alpha_s(Q_r) &= \frac{4\pi}{\beta_0 \ln(Q_r^2/\Lambda^2)} \left[ 1 - \frac{2\beta_1}{\beta_0^2} \frac{\ln[\ln(Q_r^2/\Lambda^2)]}{\ln(Q_r^2/\Lambda^2)} + \frac{4\beta_1^2}{\beta_0^4 \ln^2(Q_r^2/\Lambda^2)} \times \right. \\ &\quad \times \left. \left( \left( \ln[\ln(Q_r^2/\Lambda^2)] - \frac{1}{2} \right)^2 + \frac{\beta_2\beta_0}{8\beta_1^2} - \frac{5}{4} \right) + \mathcal{O}\left( \frac{\ln^2[\ln(Q_r^2/\Lambda^2)]}{\ln^3(Q_r^2/\Lambda^2)} \right) \right]. \end{aligned}$$

A  $\Lambda$  értéket pl. a  $Z^0$  bozon tömegének szokás választani:  $\Lambda \sim m_Z$ . Különböző renormalizációs eljárások esetén ez azonban változhat. Az általam használt  $\overline{MS}$  renormálás és  $N_f = 5$  esetében  $\Lambda_{\overline{MS}}^{(5)} = 200$  MeV.

#### PARAMETRIZÁLT PARTONELOSZLÁS FÜGGVÉNYEK

A partoneloszlás függvények numerikus értékeinek meghatározása nagy erőfeszítéseket igényel mind kísérleti, mind pedig elméleti oldalról. Meghatározásuk lepton-nukleon mélyen rugalmatlan szórás kísérleti adatain, valamint a nukleonok nagyenergiás szórásán alapszik. A PDF-ek tesztelése több különböző kísérletben egyidejűleg folyik, azonban ezen kísérleti összeállítások eltérő  $x$  és  $Q^2$  tartományokat fednek le. Ezen ütközőnyalábos és fix céltárgyas kísérletek és mérési tartományaik összehasonlítása látható a II. 4. ábrán [26].

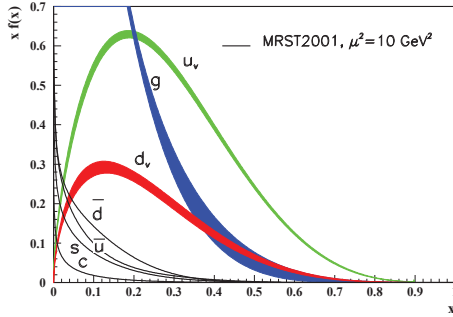
A legtöbb konvencionális, longitudinálisan dominált, 1-dimenziós partoneloszlás függvény parametrizálása elérhető valamilyen programnyelven írt kód formájában (pl. `pdflib` [28]).



II. 4 ábra: Partoneloszlás meghatározása fix targetes és ütközőnyalábos kísérletekben. Az ábra a mérések kinematikai  $x$  és  $Q^2$  tartományait mutatja [26].

Ezek a kódok összegyűjtve megtalálhatóak a HEPDATA [29] internetes oldalon. A legelterjedtebb polarizálatlan partoneloszlások, mint a CTEQ[30], GRV[31] MRST[32] valamint az ALEKHIN[33] kollaborációk munkái, LO, NLO és akár NNLO rendben is elérhetőek. A [29] referencia ezek mellett tartalmaz még további parametrizált polarizált PDF-eket is. Doktori munkám során a vezető rendű számításokban a LO GRV98[31] parametrizációt használtam. Elsőrendű korrekciók figyelembe vétele esetén NLO MRST-(cg) alapján számolt eredményeim egy részét összehasonlítottam az NLO CTEQ-5M [30] PDF parametrizáción alapulókkal. Tapasztalataim szerint maximum  $\sim 1 - 5\%$  eltérés volt megfigyelhető az általam vizsgált impulzustartományokban. Ennek okán doktori értekezésemben közölt számítások jórészt a MRST-(central gluon)[32] parametrizációt alkalmazzák (ld. II. 5. ábra).

Fontos megemlítenem, hogy a III. és V. fejezetekben a parton modellt kiterjeszttem majd proton-atommag és atommag-atommag ütközések esetére is. Az ezidáig tárgyalt parto-



II. 5. ábra: Polarizálatlan partoneloszlások az  $x$  függvényében, az MRST2001 parametrizáció [32] alapján, különböző kvarkizék esetében ( $u_v$ ,  $d_v$ ,  $\bar{u}$ ,  $\bar{d}$ ,  $s$ ,  $c$ , és  $g$ ). A skála értéke:  $\mu^2 = 10 \text{ GeV}^2$ .

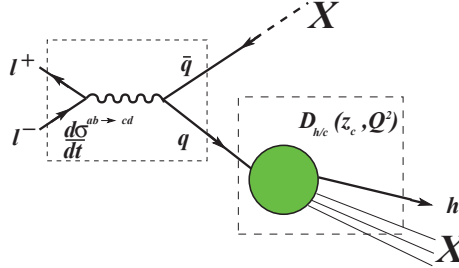
neloszlások arra az esetre vonatkoztak, amikor a parton egyetlen nukleonból, mint anyarészecskéből származik. Mint azt látni fogjuk, ezekből a nukleon-partoneloszlásokból felépíthető tetszőleges atommag partoneloszlása. A közelmúltban indult kollaboráció által azonban elérhető direkt módon néhány atommagra vonatkozó PDF is [34, 35]. Ezeket a III. fejezetben mutatom be.

### II.1.2 Partonok fragmentációja hadronokká

A  $l + p$  mélyen rugalmatlan szórás esetén a leptonikus csatornában lejátszódó folyamat a parton modellben leírható egyetlen PDF segítségével. Az  $l$  lepton, mint pontszerű teszt-részecske, ebben a reakciócsatornában „biztos eseményként” megjelenik a végállapotban. A hatáskeresztmetszetet ekkor a PDF és a partonikus hatáskeresztmetszet egyértelműen meghatározza. Hasonlóan egyszerű a partonikus folyamat közvetlen eredményeként keltett fotonok spektrumának modellezése. Ezen „direkt”  $\gamma$  fotonok produkciójának vezető rendű

elméleti vizsgálata független a hadronizációs folyamattól<sup>16</sup>. Noha kísérleti szempontból a direkt fotonok detektálása nehéz feladat, elméletileg a partonikus folyamat és a PDF ismeretében már analizálható.

A kvark-parton modell másik alkalmazása az inkluzív hadronprodukciónak, azaz a fenti  $l^+ + l^- \rightarrow h + X$  vagy  $e(\nu_l) + N \rightarrow e(l') + h + X$  folyamatok hadronikus csatornájának tárgyalása. A leírásban figyelembe kell venni a *hadronizáció* folyamatát, amely megadja a végállapoti hadronok keltési valószínűségét egy jelenlévő partonból. A hadronizáció nem-perturbatív folyamat, így kézenfekvő a fenomenologikus leírás, amely alapját a faktorizáció tétele adja. Amint a II.6. ábrán látható a hadronizációt megadó fragmentációs függvény bizonyos értelemben fordítottja a II.1.1. alfejezetben leírt partoneloszlás függvénynek.



II.6. ábra: A nagy transzverzális impulzusú lepton-antilepton annihilációban keltett  $c$  parton fragmentációja  $h$  hadronná:  $l^+ + l^- \rightarrow h + X$ .

A fragmentációs függvény (FF) a kimenő végállapoti részecske impulzusától függő, dimenziótlanszerű valószínűségi eloszlás. Tekintsük példaként a II.6. ábrán látható,  $\sqrt{s}$  tömegközépponti energián bekövetkező,  $e^+ + e^-$  annihilációt, és az abban keltett  $h$  hadront, ami a partonból fragmentálódik. Általános esetben a kölcsönhatást tetszőleges vektorbozon közvetítheti (pl.  $\gamma$ ,  $Z^0$ , ..., etc.):

$$F^h(x, s) := \frac{1}{\sigma_{tot}} \frac{d\sigma^{e^+e^- \rightarrow hX}}{dx}, \quad (\text{II.20})$$

<sup>16</sup>Fontos megjegyezni azonban, hogy a magasabb rendű korrekciók figyelembevételekor a direkt  $\gamma$  produkció leírásához is szükséges fragmentációs függvény [36].



ahol  $x = \frac{2E_h}{\sqrt{s}} \leq 1$ .<sup>17</sup> Megmutatható az is, hogy a (II.20) egyenlettel definiált fragmentációs függvény, mint az  $x$  valószínűségi változó eloszlásfüggvénye, kiintegrálva a teljes  $x \in [0; 1]$  tartományra, a  $h$  hadron átlagos multiplicitását adja meg:

$$\langle n_h(s) \rangle := \int_0^1 dx F^h(x, s) \quad . \quad (\text{II.21})$$

A (II.20) egyenlettel definiált totális FF szétbontható a résztvevő partonok típusa szerint. Nagyenergiás közelítésben, az  $1/s$ -el arányos tagokat elhanyagolva felírható, hogy:

$$F^h(x, s) = \sum_{q_i} \int_x^1 \frac{dz}{z} C_i(s; z, \alpha_s) D_{h/q_i}(x/z, s) \quad , \quad (\text{II.22})$$

mely definiálja a  $D_{h/q_i}(x/z, s)$  függvényt, azaz a  $q_i$  partonból keltett  $h$  hadronra vonatkozó *fragmentációs függvényt*. A  $C_i(s; z, \alpha_s)$  együtthatók a kvarkok  $q_i \sim e_{q_i}$  töltésének négyzetével lesznek arányosak abban az energiatartományban, ahol a gyenge kölcsönhatás már elhanyagolható, azaz  $s \ll M_z^2$ . Az  $\alpha_s$  legalacsonyabb rendjében számolva ezek az együtthatók könnyen meghatározhatóak:  $C_g = 0$ ,  $C_{q_i} = g_i(s)\delta(1-z)$ . Magasabb rendű korrekciók figyelembe vétele esetén ezek a koefficiensek és a fragmentációs függvények meghatározása függeni fog a faktorizációs sémától.

A mélyen rugalmatlan szórásban, a legegyszerűbb közelítésben, skálafüggetlen  $x$  partoneloszlást feltételeztünk. A magasabb rendű QCD korrekciók figyelembe vételével azonban a PDF skálásértésébe ütközünk. Ehhez hasonló skálásértő viselkedést mutatnak a  $q_i$  parton  $h$  hadronba való fragmentációjának függvénye is. A  $D_{h/q_i}(x/z, \tilde{\mu}^2)$  FF skálafejlődését szintén a DGLAP egyenlet fogja megadni,  $t = \tilde{\mu}^2$ , esetére:

$$\mu \frac{\partial}{\partial \mu^2} D_{h/q_i}(x/z, \tilde{\mu}^2) = \sum_{q_i} \int_x^1 \frac{dz}{z} \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{q_j q_i}(z, \alpha_s) D_{h/q_j}(x/z, \tilde{\mu}^2) \quad . \quad (\text{II.23})$$

A mélyen rugalmatlan szórás tárgyalása során látottakhoz hasonlóan,  $P_{q_j q_i}(z, \alpha_s)$  a splitting függvény, és a  $D_{h/q_j}(x/z, \tilde{\mu}^2)$  adja meg a végállapotú hadron fragmentációját. A splitting függvényeket perturbatív sorba fejtvé kaphatjuk:

$$P_{q_j q_i}(z, \alpha_s) = P_{q_j q_i}^{(0)}(z) + \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{q_j q_i}^{(1)}(z) + \dots \quad . \quad (\text{II.24})$$

---

<sup>17</sup>Tömegtelen részecske esetén alkalmazható az  $x = \frac{2p_h}{\sqrt{s}}$  közelítés.

Itt a vezető rendű splitting függvények,  $P_{q_j q_i}^{(0)}(z)$  azonosak a II.1.1. alfejezetben szereplő (II.13)-(II.16) egyenletekkel. Léteznek magasabb rendű  $P_{q_j q_i}^{(1)}(z)$  splitting függvények is, melyek meghatározása megtalálhatóak a szakirodalomban (ld. pl. [37]).

#### A FRAGMENTÁCIÓS FÜGGVÉNYEK PARAMETRIZÁLÁSA

A fragmentációs függvények meghatározása általában az  $e^+ + e^-$  kísérleteken alapszik, ahol a kijövő részecske valamilyen azonosított hadron. A mérések alapján kapott fragmentációs függvények kielégítik a (II.23) DGLAP egyenleteket, de ehhez szükség van – könnyű kvarkok vagy gluonok esetében – valamely  $\mu_0^2 \sim 2 \text{ GeV}^2$  kezdőskálán való parametrizálásra. Egy általános parametrizálási mód a Kniel–Kramer–Pötter [38] publikációja alapján:

$$D_{h/q_i}(x/z, \tilde{\mu}_0^2) := \tilde{N} x^\alpha (1-x)^\beta \left(1 + \frac{\gamma}{x}\right), \quad (\text{II.25})$$

ahol  $\alpha$ ,  $\beta$  és  $\gamma$  paramétereket az  $\tilde{N}$  normálási faktorról együtt határozzák meg. A (II.25) egyenlettel definiált, különböző hadrontípusokra vonatkozó fragmentációs függvények adott  $q_i$  kvarkízék és a rögzített  $\tilde{\mu}_0^2$  skála mellett az impulzushányad függvényei lesznek.

Ezek az FF parametrizációk igen széles tömegközépponti energia tartományban alkalmazhatók, ( $\sqrt{s} = 5 - 1800 \text{ GeV}$ ) a különböző mezon- és bariontípusokra. A PDF-ekhez hasonlóan a legtöbb FF is elérhető adott rendű (LO vagy NLO), paraméterezett számítógépes kód formájában. Megjegyzendő azonban, hogy míg a fragmentációs függvények elég jól reprodukálják a mezonokra vonatkozó adatokat, addig a barionokra vonatkozó fragmentációs függvények  $pp$  és  $p\bar{p}$  ütközésekben csak  $p_T \gtrsim 6 \text{ GeV}$ -re adják vissza jól a kísérleti eredményeket [121]. A leggyakrabban használatos parametrizációk – a kollaboráció tagjainak neve alapján: KKP [38], BKK [39], Kretzer [40] illetve BFGW [41]. A felsorolt paraméterezések két fő csoportra oszthatóak: az egyikben *tenger* (*sea*) illetve *valencia* partonok, míg a másikban kvark, antikvark és gluon járulékokat adnak meg. (Az FF definíciókat és a két csoport közötti átjárhatóságot a C. függelékben tárgyalom.)

#### SKÁLAVÁLASZTÁS

Az FF fejezet lezárásaként szót kell ejtenem a fragmentációs függvények  $\tilde{Q}$  skálájának megválasztásáról. Az előbbieken ismertetett feltevések alapján a fragmentációs függvények

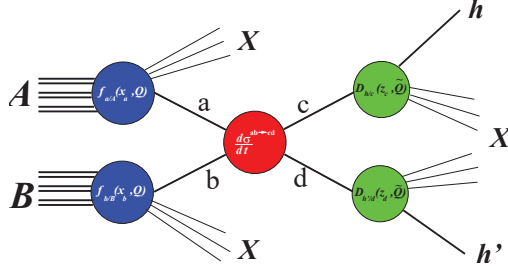
skálafejlődését a (II.23) DGLAP egyenletek határozzák meg. Ehhez azonban szükség van egy alapskála rögzítéshez.

A szakirodalom sokféle skálaválasztást lehelünk fel. Egyik legelterjedtebb módszer, hogy a skálaparaméterek csökkentése végett a PDF és FF skáláit rögzítjük a renormálási skálához,  $Q_r = Q = \tilde{Q}$ . Ez akkot tehető meg, ha a PDF és FF DGLAP egyenletei azonos faktORIZÁCIÓS sémában lettek megadva. Az így kapott skálaparaméter rendszerint a korábban ismertetett módon a  $\hat{t}$  Mandelstam-változóval vagy a végállapotú hadron  $p_{T,h}$  vagy a nagy szögű, hard folyamatból kijövő parton  $p_{T,c}$  impulzusával hozható összefüggésbe. A konvencionális parton modellben a fenti skálaválasztások cseréje nem okoz jelentős eltérést a végeredményben. Mint azt látni fogjuk a következő fejezetben, a fenomenologikusan kiterjesztett parton modell esetében a  $p_{T,c} \sim Q_r = Q = \tilde{Q}$  választás széles  $p_T$  és  $\sqrt{s}$  tartományokban ad jobb, stabilabb és „paraméter-érzékenyebb” egyezést a kísérleti adatokkal.

### II.1.3 Parton modell hadron-hadron ütközésekben

A nagyenergiás  $pp$ ,  $pA$  és  $AA'$  ütközések legegyszerűbb közelítésben nukleon-nukleon ütközésekből építhetők fel. A nagy tömegközépponti energia miatt azonban ilyen reakcióban a nukleonokat alkotó konstituens részecskék, a partonok hatnak kölcsön egymással. A parton modellel történő leírásban ekkor az ütközés során a nukleonokból származó „leánypartonokra” kell alkalmaznunk a partoneloszlásokat. A konvencionális parton modellben a nagy tömegközépponti energia,  $\sqrt{s_{NN}} \gtrsim 20$  GeV, miatt a bejövő partonok transzverzális impulzusát elhanyagolják. Így a probléma tisztán longitudinálisan tárgyalható. A leírás során minden vizsgálni kívánt esetre egy 1-dimenziós partoneloszlás függvényt feltételezhetünk a korábbiak alapján, amely itt is a Bjorken- $x$  változó függvénye lesz. A fragmentációs függvények a kiválasztott végállapotú hadron transzverzális impulzusának és a hozzá tartozó parton impulzusának hányadosának lesznek szintén 1-dimenziós valószínűségi eloszlásfüggvényei. Tetszőleges  $A$  és  $B$  hadron ütközése esetén a faktORIZÁCIÓ tételének vázlatát a II. 7. ábra mutatja.

A korábbiak alapján tehát a konvolúciós integrál kiszámításához szükség van az  $ab \rightarrow bc$  partonikus alfolyamat differenciális hatáskeresztmetszetére,  $\frac{d\sigma}{dt}^{ab \rightarrow cd}$  a  $f_{a/A}(x_a, Q)$  megfelelő partoneloszlás függvényekre, valamint a  $D_{h/c}(z_h, \tilde{Q})$  fragmentációs függvényekre is. Mind-



II. 7. ábra: A faktorizációs tétel vázlatos rajza az hadron-hadron ütközés példáján.

ezeket egybevetve az inkluzív hatáskeresztmetszetet megadó multidimenziós konvolúciós integrál a következő struktúrával rendelkezik:

$$E_h \frac{d^3 \sigma_h^{AB}}{d^3 p_h} \sim \sum f_{a/A}(x_a, Q) \otimes f_{b/B}(x_b, Q^2) \otimes \frac{d\sigma^{ab \rightarrow cd}}{d\tau} \otimes \frac{D_{h/c}(z_h, \tilde{Q}^2)}{\pi z_h^2} . \quad (\text{II.26})$$

A skálaválasztástól függően ez a modell igen nagy tömegközépponti energiákon és nagy  $p_T$ -nél jól használható. Közepesen nagy  $p_T$  értékeknél azonban nehezebb alkalmazni a nukleáris ütközésekben keltett részecskék spektrumának pontos leírására, mert a nukleáris effektusok hatása ott már nem elhanyagolható. Mint azt látni fogjuk, a transzverzális szabadsági fokok figyelembevételével a parton modell alkalmazhatósága kiterjeszthető a nukleáris ütközések esetére is.

## II.2 Általánosított partoneloszlások 3 dimenzióban

A proton-proton ütközésekben keltett részecskék perturbatív QCD alapú leírása sok szempontból nagy kihívást jelent. Az egyik megoldandó feladat akkor jelentkezik, amikor a pQCD számolásokat relatíve alacsony transzverzális impulzustartományba ( $p_T \lesssim 3 \text{ GeV}$ ) akarjuk kiterjeszteni. Erre a kiterjesztésre azért van szükség mert a vizsgálni kívánt magfizikai effektusok ebben a tartományban jelentkeznek.

Alacsony  $p_T$ -nél az előző fejezetben ismertetett parton modellben számolva, mintegy két nagyságrendnyi eltérés léphet fel a renormálási, a faktorizációs és a fragmentációs skálák

értékeinek megválasztásától függően. Ez a bizonytalanság majd csak  $p_T \gtrsim 20$  GeV felett tűnik el [42], mely tartomány túlmutat jelen értekezés témakörén. Az ennél alacsonyabb transzverzális impulzusoknál a kísérleti eredmények elméleti vizsgálatára és reprodukálása több lehetőség is kínálkozik, melyekből most kettőt emelek ki.

(i) Az első, egyben triviális lehetőség a  $Q$  (és vele együtt a  $Q_r$ , ill.  $\bar{Q}$ ) skálák változtatása, a kísérleti eredményekhez való illesztése. Ha a skálákat a  $Q = \kappa p_T$  alakban rögzítjük, akkor ütközési energiától függően a  $\kappa$  szokásosan  $\sim 0.3 - 3$  értékű. Alacsony és közepes  $p_T$ -jú számolások esetén a  $\kappa$  arányszám kis értékei jellemzőek. A kis értékű skálaválasztásnak nagy hátránya azonban, hogy a pQCD számolások értelmezési tartományának alsó határát eltolja, hiszen  $\frac{Q}{\kappa} \lesssim p_T$ . Tehát a  $\kappa$  csökkentése megnöveli a számolások alkalmazhatóságának alsó  $p_T$  határát. Így kikerülünk a nukleáris effektusok szempontjából érdekes  $p_T$  intervallumból.

(ii) Második lehetőségként olyan kiterjesztés kínálkozhat, amely alacsony  $p_T$ -nél befollyásolja a részecskekeltést, nagy  $p_T$ -nél viszont nem. Kézenfekvő lehetőség az eddig elhanyagolt transzverzális szabadsági fokok bevezetése. Az alapötlet az, hogy az 1-dimenziós, longitudinális partoneloszlás függvényeket kiterjesztjük a transzverzális komponensekkel 3-dimenzióssá. A konvencionális longitudinális PDF a Bjorken-féle  $x$ , és a  $Q$  skálaváltozó függvénye. A kiterjesztett PDF a továbbiakban függ a partonok protonon belüli, *belső transzverzális impulzusától*, az ún. *belső- $k_T$ -től*.

A 3-dimenziós partoneloszlás függvényeket több módon is előállíthatjuk. Amennyiben lehetőségünk van rá, a mért kísérleti adatok felhasználásával beparametrizáljuk az  $x$ , a  $k_T$  és a skáláktól való függést. Egy ilyen 'igazi' 3-dimenziós PDF az *integrálatlan partoneloszlás függvény* (uPDF). Ezek matematikailag könnyen kezelhetőek és kielégítik a renormalizációs csoport evolúciós egyenleteit. Meg kell azonban jegyezni, hogy az uPDF általános parametrizálása a pQCD alacsony  $x$  tartománybeli divergenciái miatt igen komplex elméleti háttérvizsgálatot igényel. Az utóbbi években erőfeszítések történtek ezen problémakör tisztázására. Így a Deutsche Elektron Synchrotron (DESY) intézetben létrejött „The Small- $x$  Collaboration” nevű csoport, amely integrálatlan partoneloszlások megalkotását tűzte ki egyik fő céljául [43, 44].

A faktorizáció tételét felhasználva és kiterjesztve fenomenológikus módon is közelítjük

a 3-dimenziós PDF-eket, mint a konvencionális 1-dimenziós PDF és a 2-dimenziós,  $\mathbf{k}_T$  valószínűségi eloszlás szorzatát.

Jelen értekezésben bemutatásra kerülő számolások a (ii) pontban megfogalmazott fenomenologikus alapötletet követik. Ezen kiterjesztés és a fenomenologikus modell sikerét a fejezet végén mutatom be. Munkám eredményeként a kísérletileg mért pion spektrumokat 10 – 40%-os pontossággal sikerült reprodukálni.

### II.2.1 Fenomenologikusan kiterjesztett PDF

Amennyiben pQCD alapú parton modell számolások segítségével írjuk le a proton-proton ütközésekbeli hadronprodukción, a belső transzverzális impulzus bevezetése hasznos, sőt alacsonyabb vagy közepes  $Q^2$  impulzuscseréjű folyamatok korrekt tárgyalásánál nélkülözhetetlen. Mindezt – a Heisenberg-féle határozatlansági reláció alapján legalább  $\sim 0.3 - 0.4$  GeV-es átlagértéket – több korábbi elméleti számolás alátámasztja [45, 46, 47, 48, 49]. Emellett egyre több kísérleti mérés eredménye azt sugallja, hogy nem hanyagolható el a partonok protonon belüli, *belső* transzverzális impulzuseloszlása. Az FNAL és a RHIC részecskegyorsítóknál a jet-jet szögeloszlás alapján – a vártnál valamivel nagyobb értékűnek –  $\sim 1 - 2$  GeV-nek mérték (ld. pl. [54, 56, 57, 58]). A kísérleti eredmények nyomán, az ezeket alátámasztandó elmélet terén is sok erőfeszítés történt a belső  $k_T$  fizikájának megértésére [50, 51, 52, 53, 55, 57, 58]. A belső transzverzális impulzuseloszlásokat a fotonprodukción [59, 60, 77] és a  $J/\psi$  keltés [61, 62] esetében már használják, emellett a mélyen rugalmatlan ütközés pomeronokkal történő tárgyalásába is sikeresen beépíthető a belső  $k_T$  kiszélesedés [63].

Doktori munkám egy része az volt, hogy (anti)proton-proton ütközésekben keltett hadronok esetében vizsgáljam a fenomenologikus modell érvényességét. Analízisemben a transzverzális impulzuseloszlást 2-dimenziós Gauss-eloszlásnak vettem. Meghatároztam több skála esetében, a kiszélesedés tömegközépponti energiától, valamint a végállapotú részecske transzverzális impulzusától való függését.

### II.2.2 Kinematika a $k_T$ bevezetésével

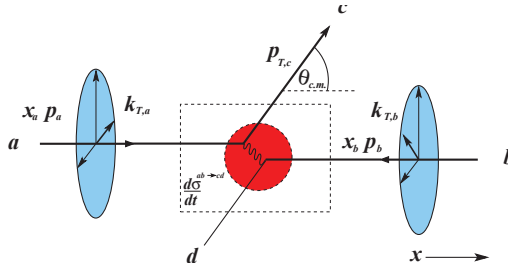
Tekintsük a tetszőleges  $A$  és  $B$  magok fix-targetes ütközésének parton szinten lejátszódó  $a + b \rightarrow c + d$  reakcióját. Legyen „ $b$ ” a *céltárgy* (*target*) és „ $a$ ” a *nyaláb* (*beam*) részecske. Jelölje – az A függelékben megadott definíció szerint –  $p_{\mu,a} = (p_{0,a}, \mathbf{k}_{T,a}, p_{z,a})$  és  $p_{\mu,b} = (p_{0,b}, \mathbf{k}_{T,b}, p_{z,b})$  a megfelelő részecskék Lorentz-invariáns négyesimpulzusát. Szokásos módon mi a reakcióban keletkező  $c$  részecskékből fragmentálódott  $h$  hadront „detektáljuk”, míg az összes többi – számunkra érdektelen – részecskét „ $X$ ” szimbolizálja.

Vegyük először – az általánosság megszorítása nélkül – az  $a$  parton esetében az egyenleteket. Ekkor – ismét a függelék A fejezetére hivatkozva – az  $a$  parton Bjorken-féle  $x_a$  változójának és  $y_a$  rapiditásának (A.7) és (A.8) egyenletekkel megadott definíciója alapján kifejezhetjük az  $a$  négyesimpulzus komponenseit. Ezek közül  $p_{a0}$  és  $p_{az}$  komponense a következő alakba írható:

$$p_{0,a} = \sqrt{m_a^2 + \mathbf{k}_{T,a}^2 + p_{z,a}^2} = \sqrt{m_a^2 + \mathbf{k}_{T,a}^2} \cosh y_a = m_{Ta} \cosh y_a \quad (\text{II.27})$$

$$p_{z,a} = \sqrt{-m_a^2 - \mathbf{k}_{T,a}^2 + p_{0,a}^2} = \sqrt{m_a^2 + \mathbf{k}_{T,a}^2} \sinh y_a = m_{Ta} \sinh y_a, \quad (\text{II.28})$$

ahol az  $m_{Ta}$  az  $a$  részecske ún. *transzverzális tömege*.



II. 8. ábra: Az  $a$  és  $b$  partonok ütközésének geometriája tömegközépponti rendszerben.

Figyelembe véve tehát az  $x$  impulzushányadot és az  $y$  rapiditást megadó kifejezéseket, a II. 8. ábra megfelelően irányított  $a$  és  $b$  részecskéivel, az impulzusok az A függelék (A.2)

és (A.6) vektorfelbontásával a következők lesznek:

$$p_a = p_{\mu,a} = \left( \frac{x_a \sqrt{s}}{2} + \frac{m_{Ta}^2}{2x_a \sqrt{s}}, \mathbf{k}_{T,a}, \frac{x_a \sqrt{s}}{2} - \frac{m_{Ta}^2}{2x_a \sqrt{s}} \right), \quad (\text{II.29})$$

$$p_b = p_{\mu,b} = \left( \frac{x_b \sqrt{s}}{2} + \frac{m_{Tb}^2}{2x_b \sqrt{s}}, \mathbf{k}_{T,b}, -\frac{x_b \sqrt{s}}{2} + \frac{m_{Tb}^2}{2x_b \sqrt{s}} \right). \quad (\text{II.30})$$

A kijövő részecske négyesimpulzusának parametrizálása:

$$p_c = p_{\mu,c} = (m_{Tc} \cosh y_c, \mathbf{k}_{T,c}, m_{Tc} \sinh y_c), \quad (\text{II.31})$$

melyben a  $|\mathbf{k}_{T,c}| = p_{T,c}$  a kijövő parton transzverzális impulzusa. A következő lépés a parton-parton ütközés *Mandelstam-változóinak* definiálása:

$$\begin{aligned} \hat{s} &= (p_a + p_b)^2, \\ \hat{t} &= (p_a - p_c)^2, \\ \hat{u} &= (p_b - p_c)^2. \end{aligned} \quad (\text{II.32})$$

Ezekkel az új impulzuskomponensekkel a (II.32) egyenletekre a következőket kapjuk:

$$\begin{aligned} \hat{s} &= m_a^2 + m_b^2 + x_a x_b s + \frac{m_{Ta}^2 m_{Tb}^2}{x_a x_b s} - 2\mathbf{k}_{T,a} \mathbf{k}_{T,b}, \\ \hat{t} &= m_a^2 + m_c^2 - m_{Tc} x_a \sqrt{s} e^{-y_c} - \frac{m_{Tc} \mathbf{k}_{T,a}^2}{x_a \sqrt{s}} e^{y_c} + 2\mathbf{k}_{T,a} \mathbf{k}_{T,c}, \\ \hat{u} &= m_b^2 + m_c^2 - m_{Tc} x_b \sqrt{s} e^{y_c} - \frac{m_{Tc} \mathbf{k}_{T,b}^2}{x_b \sqrt{s}} e^{-y_c} + 2\mathbf{k}_{T,b} \mathbf{k}_{T,c}. \end{aligned} \quad (\text{II.33})$$

A *tömegéj-feltételt* alkalmazva:

$$\hat{s} + \hat{t} + \hat{u} = \sum_{i=a,b,c,d} m_i^2, \quad (\text{II.34})$$

a (II.33) egyenletek felhasználásával, a Bjorken-féle  $x_a$  és  $x_b$  változók közötti összefüggésre juthatunk. Az  $x_b$  változót kifejezve az

$$A x_b^2 + B x_b + C = 0, \quad (\text{II.35})$$



másodfokú egyenlet kapjuk, melynek  $A$ ,  $B$  és  $C$  együtthatói:

$$\begin{aligned}
 A &:= x_a s - m_{Tc} \sqrt{s} e^{y_c}, \\
 B &:= \sum_{i=a,b,c} m_i^2 - x_a m_{Tc} \sqrt{s} e^{-y_c} - \frac{m_{Tc} \mathbf{k}_{T,a}^2}{x_a \sqrt{s}} e^{y_c} + \\
 &\quad + 2 (\mathbf{k}_{T,a} \mathbf{k}_{T,c} + \mathbf{k}_{T,b} \mathbf{k}_{T,c} + \mathbf{k}_{T,a} \mathbf{k}_{T,b}), \quad (\text{II.36}) \\
 C &:= \frac{m_{Ta}^2 m_{Tb}^2}{x_a s} - \frac{m_{Tc} \mathbf{k}_{T,b}^2}{\sqrt{s}} e^{-y_c}.
 \end{aligned}$$

Nagy energián – ultrarelativisztikus közelítésben – az  $a, b$  és  $c$  részecskéknek megfeleltetett ún. *könnyű*  $u, d$  és  $s$  kvarkokat (illetve antikvarkokat) nulla tömegűnek tekinthetjük:  $m_a = m_b = m_c = 0$ . Ezzel a transzverzális tömegek  $m_{Ta}^2 = \mathbf{k}_{T,a}^2$ ,  $m_{Tb}^2 = \mathbf{k}_{T,b}^2$  és  $m_{Tc}^2 = \mathbf{k}_{T,c}^2$  értékűek lesznek. Ezekkel a közelítésekkel a (II.33) Mandelstam-változók pedig a

$$\begin{aligned}
 \hat{s} &= x_a x_b s + \frac{\mathbf{k}_{T,a}^2 \mathbf{k}_{T,b}^2}{x_a x_b s} - 2 \mathbf{k}_{T,a} \mathbf{k}_{T,b}, \\
 \hat{t} &= -k_{T,c} x_a \sqrt{s} e^{-y_c} - \frac{k_{T,c} \mathbf{k}_{T,a}^2}{x_a \sqrt{s}} e^{y_c} + 2 \mathbf{k}_{T,a} \mathbf{k}_{T,c}, \\
 \hat{u} &= -k_{T,c} x_b \sqrt{s} e^{y_c} - \frac{k_{T,c} \mathbf{k}_{T,b}^2}{x_b \sqrt{s}} e^{-y_c} + 2 \mathbf{k}_{T,b} \mathbf{k}_{T,c},
 \end{aligned} \quad (\text{II.37})$$

egyenletekre egyszerűsödnek. Itt a  $k_{T,a} := |\mathbf{k}_{T,a}|$ ,  $k_{T,b} := |\mathbf{k}_{T,b}|$ , és  $k_{T,c} = |\mathbf{k}_{T,c}|$ . A tömeghég feltételből kapott másodfokú (II.35) egyenlet (II.36) együtthatói – hasonló jelölések mellett – az alábbi alakot öltik:

$$\begin{aligned}
 A &:= x_a s - k_{T,c} \sqrt{s} e^{y_c}, \\
 B &:= -x_a k_{T,c} \sqrt{s} e^{-y_c} - \frac{k_{T,c} \mathbf{k}_{T,a}^2}{x_a \sqrt{s}} e^{y_c} + 2 (\mathbf{k}_{T,a} \mathbf{k}_{T,c} + \mathbf{k}_{T,b} \mathbf{k}_{T,c} + \mathbf{k}_{T,a} \mathbf{k}_{T,b}), \quad (\text{II.38}) \\
 C &:= \frac{\mathbf{k}_{T,a}^2 \mathbf{k}_{T,b}^2}{x_a s} - \frac{k_{T,c} \mathbf{k}_{T,b}^2}{\sqrt{s}} e^{-y_c}.
 \end{aligned}$$

Ezen (II.38) együtthatókkal felírt (II.35) egyenlettel sikerült az  $x_a$  és  $x_b$  Bjorken féle változók közötti kapcsolatot megadnunk. Ennek hasznát a (II.43) egyenlet kiszámítása során fogjuk majd hasznosítani. Ekkor ugyanis már csak két újabb szabadsági fokot ( $\mathbf{k}_{T,a}$  komponenseit) kell figyelembe vennünk. Kihasználva a hengerszimmetriát  $\mathbf{k}_{T,a}$  helyett egyetlen új szabad paramétert, a  $k_T = |\mathbf{k}_{T,a}|$ -et vezethetjük be. Ezen új paraméter értelmét a következőekben definiálandó belső  $k_T$ -n keresztül világítom majd meg.

### II.2.3 A fenomenologikus PDF definíciója

A standard 1-dimenziós partoneloszlás függvény felfogható úgy, mintha kiintegrálva de a 2-dimenziós transzverzális impulzuskészledeéséből származó járulékot is [50] tartalmazná. Ez megtehető, ha feltételezzük, hogy a partoneloszlás független valószínűségi eloszlásokká faktorizálható. A feltételezés mellett figyelembe kell vennünk, hogy az integrálási határt a perturbációs modell rendje befolyásolhatja.

Az 1-dimenziós, (II.10) egyenlet által definiált PDF tehát fenomenologikusan általánosítható a belső transzverzális impulzuseloszlás függvény segítségével [1, 47, 48]:

$$dx f_{a/n}(x, Q^2) \rightarrow dx d^2\mathbf{k}_T g_{a/n}(\mathbf{k}_T) f_{a/n}(x, Q^2) := dx d^2\mathbf{k}_T f_{a/n}(x, \mathbf{k}_T; Q^2), \quad (\text{II.39})$$

ahol  $g(\mathbf{k}_T)$  tetszőleges 2-dimenziós valószínűségi eloszlásfüggvénye az  $a$  parton belső transzverzális impulzusának. A  $g_{a/n}(\mathbf{k}_T)$  normálását a következő integrál definiálja:

$$\int_{\mathbf{k}_{T,min}}^{\mathbf{k}_{T,max}} d^2\mathbf{k}_T g_{a/n}(\mathbf{k}_T) := 1. \quad (\text{II.40})$$

A fenti (II.40) normálási feltételben látható szabadság az integrálási határ. Ennek megválasztása függ az adott fizikai modelltől, a modellhez rendelt eloszlásfüggvény alakjától és a perturbációs számítás rendjétől.<sup>18</sup>

Nukleon-nukleon vagy nehézion ütközésekben gondolkodva könnyen látható, hogy a fenomenologikusan bevezetett (II.39) faktorizáció kellőképpen motivált, hiszen:

- (i) Az anyanukleonból származó  $a$  parton rendelkezik  $\sim 0.1 - 1.3$  GeV/c átlagos transzverzális impulzus, mely a Heisenberg-féle határozatlansági relációból eredeztethető.
- (ii) A  $g_{a/n}(\mathbf{k}_{T,a})$  függvény bevezetése – a (II.40) normálási feltétel és a longitudinális dominancia miatt – nagy  $p_T$ -nél nem változtatja meg a hatáskeresztmetszet értékét. Ha a gyorsított részecskék a  $z$  tengely mentén ütköztek, akkor a nagy impulzus-cseréjű, nagyenergiás folyamatban az  $a$  parton  $\underline{p}_a = (p_{x,a}, p_{y,a}, p_{z,a})$  impulzus vektorára természetesen feltehető, hogy  $p_{z,a} \gg p_{x,a}$  ill.  $p_{z,a} \gg p_{y,a}$ . Általánosabban

<sup>18</sup>Perturbatív QCD alapú parton modell esetén a (II.1.1) definíció miatt  $\mathbf{k}_{T,max} = Q$ , ahol  $Q$  értéke az alkalmazott 1-dimenziós PDF parametrizálásából olvasható ki.

$p_{z,a} \gg \langle |p_{T,a}| \rangle = \langle |\mathbf{k}_{T,a}| \rangle$  írható. Az eredeti PDF ebben a közelítésben könnyen visszakapható, ha pl. a kiterjesztést definiáló (II.39) egyenletben a keskeny  $\delta(\mathbf{k}_T)$  disztribúciót írunk.

- (iii) Az  $a$  parton négyesimpulzusának térbeli részét jelölje a  $\underline{p}_a = (p_{x,a}, p_{y,a}, p_{z,a})$ , ahol a választott koordináta-rendszerünk olyan, hogy a részecskék gyorsítása a  $z$  irányba történik. Hengerszimmetriát feltételezve a transzverzális  $p_{x,a} - p_{y,a}$  síkban, a poláris impulzuskordináta-rendszerben feltehető, hogy:  $\langle p_{x,a} \rangle \approx \langle p_{y,a} \rangle \approx \langle |\mathbf{k}_{T,a}| \rangle = \langle k_{T,a} \rangle$ .

Az elméleti számolások és a fizikai modell szempontjából is a legjobb, ha olyan eloszlásfüggvényt választunk, amely minél kevesebb paraméterrel adható meg. A szakirodalomban, a különböző fizikai modellek alapján, a következő eloszlásfüggvény típusok terjedtek el:

- (i) Nagy  $p_T$ -jú reakciókra, a transzverzális partoneloszlást megadhatjuk polinomiális alakban is [49]:

$$g_{a/n}(\mathbf{k}_T) := \frac{A_n}{(\mathbf{k}_T^2 + M^2)^n}, \quad (\text{II.41})$$

ahol  $M \approx 1$  GeV, az  $A_n$  együtthatók pedig az  $n$ -ed fokú polinom kísérleti adatokra való illesztéséből kapható meg.

A polinomiális transzverzális partoneloszlás nagy  $p_T$ -s folyamatokban hasznosnak bizonyult, mert jól kapcsolható a polinomikus alakban parametrizált PDF-ekhez. A polinomiális belső transzverzális impulzuseloszlás hátránya azonban a sok illesztési paraméter:  $A_n$ ,  $M$  és  $n$ .

- (ii) A  $g_{a/n}(\mathbf{k}_T)$  eloszlásfüggvényt 2-dimenziós Gauss eloszlással közelítjük, ha a végállapotú részecske kis, vagy közepes transzverzális impulzussal rendelkezik [1, 47, 48]:

$$g_{a/n}(\mathbf{k}_T) := \frac{1}{\pi \langle k_T^2 \rangle} e^{-\mathbf{k}_T^2 / \langle k_T^2 \rangle}. \quad (\text{II.42})$$

A Gauss-eloszlás választása több szempontból is hasznos, és szerencsés, hiszen egyetlen paraméterrel, a  $\langle k_T^2 \rangle$  2-dimenziós szélességgel, mint szabad paraméterrel megadható. Ez a szélesség az anyarészecskébe zárt parton átlagos, belső transzverzális impulzuseloszlásához kapcsolható a  $\langle k_T^2 \rangle = 4 \langle k_T \rangle^2 / \pi$  összefüggés alapján.

Az előző bekezdés (i)-(iii) pontjaiba foglalt egyszerűsítő feltevések alkalmazásával, a (II.42) definícióban az eloszlás szélességét megadó 2-dimenziós vektort helyettesíthetjük annak hosszával  $k_T := |\mathbf{k}_T|$ . Ezáltal a fenomenologikusan általánosított partoneloszlásfüggvény egyetlen szabad paraméterrel a  $\langle k_T^2 \rangle$ -vel illeszthető a kísérleti adatokhoz.

- (iii) Néhány partoneloszlás-parametrizáció már részben figyelembe veszi a kísérletileg meghatározott átlagos belső transzverzális impulzust. A [50] cikkben például egy kis  $\sim 0.5 - 1.0$  GeV nagyságú konstans belső  $k_T$  értékkel módosítják a nagy  $p_T$ -nél illesztett PDF-eket.

Fontos megjegyezni, hogy integrálatlan PDF esetében a DGLAP egyenletek által meghatározható a 3-dimenziós PDF skálafüggése. A fenti fenomenologikusan definiált belső transzverzális impulzuseloszlások definícióiban viszont elhanyagoljuk a skálafüggést. Másrésről az eloszlás normálási feltételéhez rögzíteni kell az (II.40) egyenletben az integrálási határokat, az ún. vágásokat. (Szokásosan pl. a felső határnak a  $Q$  faktorizációs skálát lehet venni.)

Kitekintésként megjegyzem továbbá, hogy a partoneloszlások általánosításához hasonlóan a fragmentáció modellezésénél is bevezethető 3-dimenziós fragmentációs függvény. Az ilyen számolások problematikussága miatt – további 2 dimenzió integrálása, újonnan bevezetett paraméterek illesztése, skálafüggés, stb. – az általánosított FF-ek parametrizálásával nem foglalkozunk.

## II.3 Hadronkeltés vizsgálata $pp$ ütközésekben

### II.3.1 Numerikus számolásaim elméleti háttére

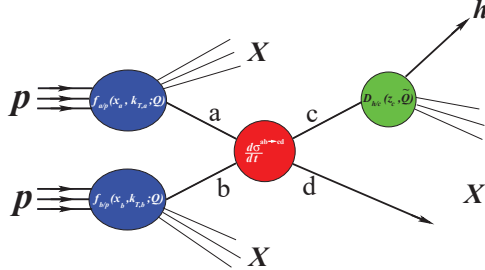
Az általánosított partoneloszlások bevezetése után elérkeztünk a modell numerikus teszteléséhez. A fenomenologikusan kiterjesztett, pQCD alapú parton modell keretein belül elsőként a  $p + p \rightarrow \pi + X$  hadronikus reakcióban keltett pionok spektrumát vizsgálom. Vezető rendű számolásaim alapjául a pionprodukción választottam tekintve, hogy:

- (i) Mind a töltött, mind pedig a semleges pionok kísérletileg a legkönnyebben detektál-

ható hadronok. A kapott teljes hadronspektrum mintegy 70 – 90% áll pionokból, tehát ezek a legjobb statisztikájú mérések, még nagy  $p_T$  esetén is.

- (ii) Az inkluzív részecskeprodukciónak egyik legkritikusabb pontja a „jól parametrizált” fragmentációs függvény<sup>19</sup>. Pionokra vonatkozó FF-eket, az (i) pontban leírtak okán, több különböző kutatócsoport is parametrizált [38, 39] a perturbációszámítás különböző rendjeiben is.

Az imént ismertetett (i) és (ii) feltevések alapján az elméletileg számolt inkluzív pionprodukciónak összehasonlítható a pontos kísérleti adatokkal. A belső  $k_T$ -tól való függése jól analízálható, amint ez a [1] cikkben részletes ismertetésre került. Az egyszerűség kedvé-



II. 9. ábra: A  $p + p \rightarrow h + X$  hadronikus folyamat vázlatos rajza.

ért tételezzük fel, hogy mindkét bejövő protonban átlagolt, és azonosan parametrizált a 2-dimenziós Gauss-eloszlás, tehát teljesül, hogy  $\langle k_{T,a}^2 \rangle \approx \langle k_{T,b}^2 \rangle \approx \langle k_T^2 \rangle$ . Ekkor a II. 9. ábra alapján a pQCD alapú parton modellben a  $h$  hadron keltésének inkluzív invariáns hatáskeresztmetszete  $pp$  ütközésben következő konvolúcióval számítható ki:

$$E_h \frac{d\sigma_h^{pp}}{d^3p} = \sum_{abcd} \int d^2\mathbf{k}_{T,a} d^2\mathbf{k}_{T,a} dx_a dx_b dz_h f_{a/p}(x_a, \mathbf{k}_{T,a}; Q^2) f_{b/p}(x_b, \mathbf{k}_{T,b}; Q^2) \times \\ \times \frac{d\sigma^{ab \rightarrow cd}}{dt} \frac{D_{h/c}(z_h, \tilde{Q}^2)}{\pi z_h^2} \hat{s} \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}) \quad , \quad (\text{II.43})$$

<sup>19</sup>A [1] referenciában kísérletet tettünk arra, hogy ugyanezen analízist kaonokra is elvégezzük. Vezető rendű számolások esetén ez sikerült. A  $p_T \lesssim 6$  GeV tartománybeli barionprodukciónak meghatározásának sikertelensége a fragmentációs függvények ellentmondásossága miatt következett be.

ahol  $f_{a/p}(x, \mathbf{k}_{T,a}; Q^2)$  és  $f_{b/p}(x, \mathbf{k}_{T,b}; Q^2)$  az ütköző protonok  $a$  és  $b$  partonjaira vonatkozó fenomenologikusan általánosított 3-dimenziós partoneloszlás függvény, melyek a Bjorken-féle  $x$  impulzus hányadól, a  $\mathbf{k}_T$ -től és a  $Q$  skálától függenek. A  $d\sigma^{ab \rightarrow cd}/d\hat{t}$  a partonikus  $a + b \rightarrow c + d$  folyamatot leíró szórás hatáskeresztszmetét adja meg. A  $D_{h/c}(z_h, \tilde{Q}^2)$  fragmentációs függvény pedig megadja a kijövő  $h$  hadron  $c$  partonból való keletkezésének valószínűségét a  $z_h$  impulzushányad és  $\tilde{Q}$  skála mellett. A parton szintű Mandelstam változókat a szokásos módon ‘kalappal’ jelöltem (mint pl.  $\hat{t}$ ). A II.2.2. alfejezetben levezetett (II.35) másodfokú egyenlet, a (II.38) együtthatói által az  $x_a$  és  $x_b$  Bjorken féle változók kifejezhetők a  $\mathbf{k}_{T,a}$  és  $\mathbf{k}_{T,b}$  belső transzverzális impulzusok által. Ennek az összefüggésnek a hasznossága majd a (II.43) multidimenziós integrál kiszámításánál látszik.

### SKÁLARÖGZÍTÉS

A partoneloszlás függvények definíciójuk alapján függetlenek a reakció típusától, csak a anyarészecskétől (hadron vagy atommag) származó parton impulzus hányadától függenek. A PDF emellett függ az argumentumában szereplő  $Q$  *skálaparaméter*től, amely a hasonlóan viselkedő partoneloszlásokat kapcsolja össze a különböző jellemző impulzuscscere tartományokban. A skálafejlődést a DGLAP egyenletek adják meg, azonban a skála rögzítése nem egyértelmű. Különböző szerzők a folyamatok más és más változóihoz rögzítik a  $Q$  értékét, pl. [64, 65, 66, 48, 47]:

$$Q^2 = \sqrt[3]{\hat{s}\hat{t}\hat{u}}, \quad \frac{\hat{s} - \hat{t} - \hat{u}}{3}, \quad -\hat{t}, \quad \hat{s}, \dots, \text{stb.}$$

Jelen munkám során a  $Q = \kappa \cdot p_{q,c}$  skálarögzítést használtam a renormálás és a faktorizációs skála esetében. Ez a választás a  $p_{q,c} := p_{T,h}/z_h$  definíció alapján a fragmentáció előtti  $c$  parton impulzusához kapcsolja a skálát. A fragmentáció skáláját pedig a  $\tilde{Q} = \tilde{\kappa} \cdot p_{T,h}$  egyenlettel rögzítettem, a fragmentáció során keltett (detektált)  $h$  hadron  $p_T = p_{T,h}$  transzverzális impulzusához kötve. Számolásaimban az egyszerűség kedvéért emellett feltételeztem, hogy  $\kappa = \tilde{\kappa} \sim \mathcal{O}(1)$  valós paraméter.

A fenti skálaválasztás a szakirodalomban igen elterjedt. Modellemben többek között azért is ezt a skálaválasztást részesítettem előnyben, hogy számolásaim összehasonlíthatóak legyenek más szakirodalombeli munkával. Meg kell jegyezmem azonban, hogy ez a választás

nem Lorentz-invariáns. A [64] könyv több skálaválsztási módot is felvet, melyek közül a Lorentz invariants Mandelstam-változók alapján számolt

$$Q^2 = \kappa^2 \cdot \frac{\hat{s} \hat{t} \hat{u}}{\hat{s}^2 + \hat{t}^2 + \hat{u}^2} ,$$

egyenlettel meghatározott esetet javasolja. A [5] referenciában megvizsgáltam és úgy találtam, hogy az általam vizsgált kinematikai tartományokban ezen Lorentz-invariáns és az általam alkalmazott korábbi  $\tilde{Q} = \tilde{\kappa} \cdot p_q$  választás mellett kapott számolási eredményeimben nincs jelentős eltérés.

Mint azt már az előző fejezetben említettem, a bemutatott fenomenologikus módszer esetén kapott általánosított partoneloszlások nem elégítik ki a DGLAP egyenleteket. Ennek következménye, hogy a (II.43) egyenlettel megadott invariáns hatáskeresztmetszet *sem* skálainvariáns. A skálákat ilyen esetekben önkonzisztens módokon szokás rögzíteni az ún. *minimális érzékenység elve* (PMS<sup>20</sup>) alapján, melyről pl. [65] cikkben olvashatunk. A PMS szerint a (II.43) egyenlet kiszámításakor a skálaparamétert olyan tartományból vesszük, ahol az eredmény – a számolások hibáján belül – legkevésbé a érzékeny a skálaválsztásra.

### II.3.2 Numerikus számolások vezető rendben

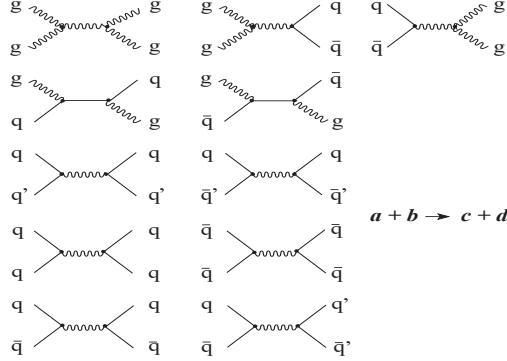
A vezető rendű perturbatív QCD számolások numerikus meghatározásának alapfeltétele, hogy megadjuk a vezető rendű  $\frac{d\sigma^{ab \rightarrow cd}}{dt}$  invariáns partonikus hatáskeresztmetszetet. Itt az  $a, b, c$  és  $d$  a különböző kvarkizeket és a gluont jelöli. A hard folyamatot leíró partonikus hatáskeresztmetszetet a Mandelstam-változók segítségével adjuk meg. A vezető rendű partonikus folyamatok diagramjait a II.10. ábrán mutatom be. Az egyes  $2 \rightarrow 2$  partonikus folyamatokat a Mandelstam-változókkal kifejezve a B. Függelékben adom meg. A magasabb rendű korrekciókkal a II.4. alfejezetben foglalkozom majd.

#### KONVENCIONÁLIS SZÁMOLÁSOK ÉS A BELSŐ $k_T$

A fenomenologikus modell tesztelését a  $p + p$  ütközésekben keltett  $\pi^0$ ,  $\pi^+$  és  $\pi^-$  hadronok spektrumának elemzéseivel kezdem. Elsőként az CERN ISR<sup>21</sup> energián, a 20 GeV

<sup>20</sup>PMS – Principle of Minimum Sensitivity

<sup>21</sup>Intersecting Storage Ring



II. 10. ábra: Az  $a + b \rightarrow c + d$  partonikus folyamatok vezető rendben.

$\lesssim \sqrt{s} \lesssim 60$  GeV tömegközépponti energiatartományban hasonlítom össze független kísérleti mérés eredményeit [24, 67, 68, 69, 70, 71], számolásaimmal. Az analízis második felében azonosítatlan  $h^\pm$  töltött hadron<sup>22</sup> és  $\pi^0$  spektrumokat vizsgálók meg a magasabb RHIC és Tevatron energiaregióban ( $60 \text{ GeV} \lesssim \sqrt{s} \lesssim 1.8 \text{ TeV}$ ). Elemzésemben felhasználok a RHIC PHENIX [120], a CERN UA1 [72, 73, 74] és a Tevatron CDF [75] kísérletek eredményeit.

A numerikus eredményeim bemutatása előtt a pQCD alapú parton modell számolásaim néhány paraméterét és feltételezéseit rögzítem. Megadom a PDF, FF skálákat valamint a renormálási eljárást:

**Regularizálás :** A hatáskeresztmetszet kiszámításakor megjelenhetnek szingularitások, ha a Mandeltam változók zérushoz közeli értéket vesznek fel. A fellépő szingularitások kiküszöbölésének szokásos módja az  $M \sim 1$  GeV-es *tömegregulátor* bevezetése, mellyel a szingularitás megszüntethető. Az általam vizsgálni kívánt közepes és nagy  $p_T$  tartományokban ennek a tömegregulátor értékének változtatására érzéketlen a hadronspektrum [47]. A tömegregulátor értéke vezető rendű pQCD számolásaimban  $M = 0.8 \text{ GeV}$  volt.

<sup>22</sup>Értekezésemben a  $h^\pm$  jelölést használok a  $(h^+ + h^-)/2$  helyett az azonosítatlan töltött (átlagolt) hadronokra.



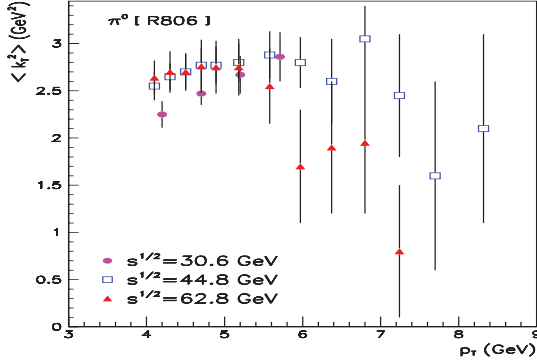
**Skálák :** A II.3.1. alfejezetben ismertetett skálaválasztási eljárás és a PMS alapján, jelen számolásaimban a  $\kappa = \bar{\kappa} = \frac{1}{2}$  skálát rögzítem. A partoneloszlás skálája ekkor  $Q = p_q/2$ , míg a fragmentációra a  $\bar{Q} = p_{T,h}/2$  választást vettem. (Itt  $p_q$  a kijövő  $c$  parton impulzusa.)

**Rapiditás viszonyok :** Néhány régebbi kísérleti adatsor nem tartalmaz kellő információt a mérés midrapiditás körüli intervallumának szélességéről vagy a rapiditásmérés hibáiról. Számolásaimban ilyen esetekben az  $y \approx 0$  midrapiditás érték körüli keskeny  $\pm 0.1$  szimmetrikus intervallumot vettem alapul.

**A VEGAS-eljárás :** A (II.43) inkluzív invariáns hatáskeresztmetszet kiszámítása Monte-Carlo eljárás segítségével történt. A kód alapjául a VEGAS program [76] szolgált, mely lépéseinek számát úgy választottam meg, hogy az ebből eredő hiba a kísérleti eredmények hibájánál kisebb legyen.

#### A BELSŐ- $k_T$ FÜGGÉSE A TRANSZVERZÁLIS IMPULZUSTÓL

A pQCD alapú parton modell számolások a nagy impulzuscserék esetén a kísérleti adatok reprodukálhatósága szempontjából egyre pontosabbakká váltak. Ennek megfelelően a  $p_T \gtrsim 8 - 10$  GeV tartománybeli számolások jó egyezést mutatnak a kísérleti adatokkal. A kisebb és közepes  $p_T$  tartományokban viszont – ahol az impulzuscseré is alacsonyabb – már egyre inkább szerepet játszanak a nem-perturbatív effektusok. Ebben a  $2 \lesssim p_T \lesssim 6$  GeV-es régióban a hagyományos pQCD számolások alulbecsülik a mérési eredményeket. A fenomenologikusan bevezetett belső transzverzális impulzus hatása az, hogy az új szabadsági fokok bevezetésével, az impulzuscseréhez hozzájárulva, megnöveli a számolt hatáskeresztmetszetet. Így a perturbatív módon számolt elméleti részecskehozam közelít a kísérleti értékekhez. Kérdés, hogy vajon mekkorának kell választanunk a  $\langle k_T^2 \rangle$  értékét, azaz a Gauss-eloszlás szélességét, hogy a legjobb egyezést kapjuk a mérési eredményekkel? A [1] cikkem alapján a II.11. ábra a fenti kérdésre felel. Az CERN ISR  $\sqrt{s} = 30,6$  GeV, 44,8 GeV és 62,8 GeV energiákon és az R806 [67] kísérletben mért semleges pion spektrum  $p_T$  pontjaihoz meghatároztam a részecskehozamot az adott  $p_T$ -nél legjobban fittelő  $\langle k_T^2 \rangle$  értékeket. Látható, hogy a közepes  $p_T$  tartományban szükség van  $\langle k_T^2 \rangle \sim 2,5$  GeV<sup>2</sup> nagyságú paraméterre. Nagy  $p_T$  tartomány felé haladva azonban a  $\langle k_T^2 \rangle$  paraméter meghatározásának bizonytalansága erősen megnövekszik. Ahogy az várható ebben a nagy  $p_T$ -s

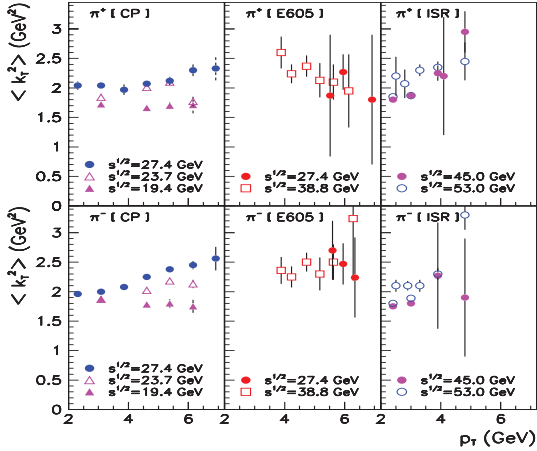


II.11. ábra: A  $\langle k_T^2 \rangle$ , azaz (II.42) egyenlet által definiált transzverzális impulzuseloszlás szélességének  $p_T$  pontonkénti meghatározása. A [67] kísérlet  $\pi^0$  spektrumának pontjait legjobban egyező elméleti számolás  $\langle k_T^2 \rangle$  paramétereit láthatjuk  $p_T$  függvényében,  $pp$  ütközésekben különböző, tömegközépponti energiákon [1, 67].

tartományban a  $\langle k_T^2 \rangle$  értékének változtatása itt már nem befolyásolja a pQCD számolásom eredményét.

A II.11. ábra alapján feltételezhetjük, hogy a  $\langle k_T^2 \rangle$  értéke független a kijövő részecske transzverzális impulzusától. Ezen feltevés alapját képezheti az is, hogy nagy  $p_T$ -nél már nem befolyásolja a spektrumot a belső  $k_T$ , így a  $\langle k_T^2 \rangle$  meghatározásának hibája (bizonytalansága) is nagy lesz.

A II.12. ábrán további CERN ISR energiás mérési eredményekhez határoztam meg a legjobban illeszkedő elméleti spektrum  $\langle k_T^2 \rangle$  paramétereit. A II.12. ábra felső sorában  $\pi^+$ , míg az alsóban  $\pi^-$  spektrumokra végeztem el az illesztéseket ( $\sqrt{s} = 19,4$  GeV, 23,7 GeV, 27,4 GeV, 38,8 GeV, 45,0 GeV és 53,0 GeV). A II.12. ábra pontjai alátámasztják a feltevésünket, azaz itt is jó közelítéssel teljesül a  $\langle k_T^2 \rangle$  értékének transzverzális impulzustól való függetlensége.



II.12 ábra: A [24, 69, 70, 71] kísérletek esetében a  $\pi^+$  (felső sor) és  $\pi^-$  (alsó sor) spektrumok  $p_T$  pontjaihoz illesztett elméleti számítások  $\langle k_T^2 \rangle$  paramétere a transzverzális impulzus függvényében a CERN ISR energiatartományban.

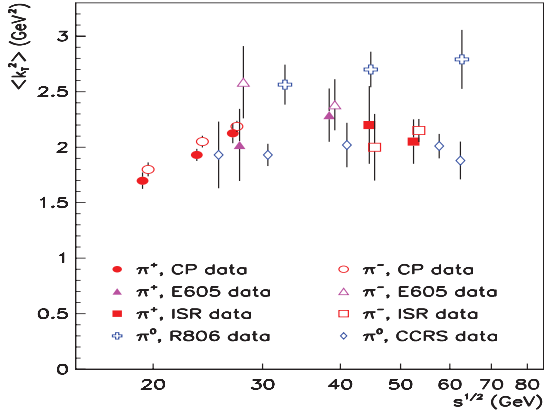
A II.11. és II.12. ábrákon látható, hogy a kísérleti adatok  $20 \text{ GeV} \lesssim \sqrt{s} \lesssim 60 \text{ GeV}$ -es CERN ISR energián történő, pontos pQCD alapú reprodukálásához szükség van a  $\langle k_T^2 \rangle \sim 2,5 \text{ GeV}$  szélességű Gauss-eloszlás bevezetésére. A fenti spektrumok analízise megmutatta, hogy az elméleti számítás a  $2 \text{ GeV} \lesssim p_T \lesssim 7 \text{ GeV}$  intervallumban érzékeny a  $\langle k_T^2 \rangle$  paraméter választására. Nagy  $p_T$  esetén viszont a belső  $k_T$  értékének változtatása nem befolyásolja a számításokat. A grafikonok alapján feltehetjük, hogy a belső transzverzális impulzuseloszlás független lesz a  $p_T$  transzverzális impulzustól.

Értekezésem célja a Cronin-effektus vizsgálata  $pA$  és  $AA'$  ütközésekben. Mint látni fogjuk a IV. fejezetben a Cronin-effektus éppen e közepes  $3 \text{ GeV} \lesssim p_T \lesssim 6 \text{ GeV}$  tartományban jelentkezik. Ezen impulzustartomány vizsgálata tehát létfontosságú az effektus mechanizmusának megértése érdekében.

A  $\langle k_T^2 \rangle$  FÜGGÉSE A TÖMEGKÖZÉPPONTI ENERGIÁTÓL

Tekintsük ismét a II.11. és II.12. ábrákat és alkalmazzuk a  $\langle k_T^2 \rangle$  érték  $p_T$  függetlenségére vonatkozó feltevésünket a  $3 \text{ GeV} \lesssim p_T \lesssim 6 \text{ GeV}$  tartományban. Látható, hogy a tömegközépponti energiát változtatva kissé módosul a  $\langle k_T^2 \rangle$  értéke. Ennek pontosabb vizsgálatát mutatom most be a II.13. ábrán, először CERN ISR és SPS energiákon, majd a II.14. ábra segítségével kiegészítem a vizsgálatot RHIC és Tevatron energiákig ( $60 \text{ GeV} \lesssim \sqrt{s} \lesssim 1,8 \text{ TeV}$ ).

A II.13. ábrán a  $p + p \rightarrow \pi + X$  reakcióban mért [24, 67, 68, 69, 70, 71] pion spektrumokra illeszttem vezető rendű elméleti számolásaimat a legkisebb négyzetek módszerével. A kapott  $\langle k_T^2 \rangle$  paraméter értékeket itt a  $p_T \gtrsim 2 \text{ GeV}$  tartományban, illeszttem a spektrumokra.<sup>23</sup> A  $\sqrt{s}$  növelésével a II.13. ábrán<sup>24</sup> az átlagos belső transzverzális impulzus

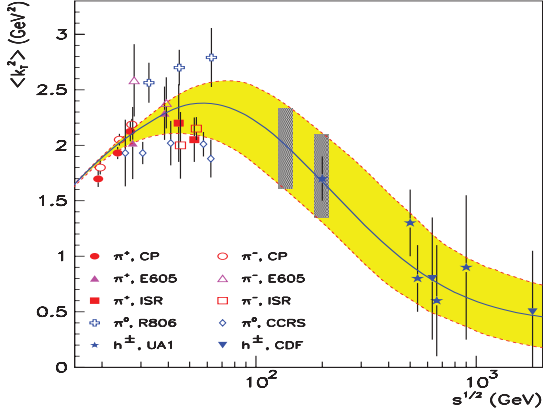


II.13. ábra: A  $p + p \rightarrow \pi + X$  reakcióban mért kísérleti adatokkal [24, 67, 68, 69, 70, 71] legjobban egyező LO elméleti számolások  $\langle k_T^2 \rangle$  paraméterének  $\sqrt{s}$  függése [1].

<sup>23</sup> Az illesztési eljárást a [77] cikk alapján az A. Függelékben részletezem.

<sup>24</sup> Átfedő értékek esetén a  $\pi^-$  pontokat kissé jobbra toltam.

is növekszik a 20 – 60 GeV tartományban. A  $\langle k_T^2 \rangle \sim 2 - 3 \text{ GeV}^2$ -es értéke szignifikánsan nagyobb, mint azt a Heisenberg-féle határozatlanági reláció alapján várnánk.



II. 14. ábra: A kísérleti eredményekre legjobban illeszkedő LO számolások  $\langle k_T^2 \rangle$  paramétere, mint a tömegközépponti energia függvénye. CERN SPS energiatartományban a  $pp \rightarrow \pi X$  reakció pionspektrumait [24, 67, 68, 69, 70, 71] véve. RHIC és Tevatron energiatartományban  $p + \bar{p} \rightarrow h^\pm + X$  reakciókban pedig a  $h^\pm$  spektrumokra [72, 73, 74, 75] számolva.

A magasabb 60 GeV feletti tartományban a kísérleti adatok alapján illesztett  $\langle k_T^2 \rangle$  bizonytalansága megnő. A II. 14. ábra<sup>25</sup> már a nagyobb energiájú RHIC és Tevatron ütköztetőben mért adatokara vett illesztést is tartalmazza. Itt a  $\langle k_T^2 \rangle$  értéke egyértelműen csökkenő tendenciát mutat a növekvő tömegközépponti energiával. Az ábrán külön *sötét sávval* jelöltem a RHIC gyorsító  $\sqrt{s_{NN}} = 130 \text{ GeV}$  és  $200 \text{ GeV}$  energiája esetén számított belső  $k_T$  paramétert. A II. 14. ábra CERN SPS energiás része megegyezik a II. 13. ábrával, melyen  $p + p \rightarrow \pi + X$  folyamatokat vizsgáltam. A RHIC és Tevatron energiás tartományban figyelembe vettem – pion adatok hiányában – a  $p + \bar{p} \rightarrow h^\pm + X$  reakcióban keltett  $h^\pm$  átlagolt azonosítatlan töltött hadronok kísérletileg mért [72, 73, 74, 75] spektrumait is.

<sup>25</sup>A bejelölt sáv elméleti várakozásunkat és annak hibáját mutatja. A II. 13. ábrához hasonlóan a hibák jobb láthatósága érdekében az átfedő pontokat jobbra tolva szeparáltam.

A  $\langle k_T^2 \rangle$  láthatólag lecsökken az ütközési energia növekedésével. Az alacsony és nagy energiájú tartományok közötti interpolációt a berajzolt sáv mutatja. A  $\sqrt{s} = 60 - 100$  GeV energiatartományban tehát jól alkalmazható a  $\langle k_T^2 \rangle \approx 2,4 \pm 0,3$  GeV<sup>2</sup> érték. RHIC energián ez valamivel alacsonyabbnak adódik:  $\langle k_T^2 \rangle = 2.0 \pm 0.4$  GeV<sup>2</sup>. A Tevatron energiás mérések alapján – nagyenergiás határesetben – a legjobban illeszkedő  $\langle k_T^2 \rangle$  meghatározása nehézkessé válik, mert az illesztés bizonytalansága (hibája) igen nagy lesz. Ennek ellenére a számolások azt mutatják, hogy  $\langle k_T^2 \rangle$  értéke nem zérus értékhez tart a  $\sqrt{s} \rightarrow \infty$  közelítésben.

Az ütközési energia ismeretében a II. 14. ábra alapján megállapítható a  $pp$  ütközésekben szükséges  $\langle k_T^2 \rangle$  paraméter értéke. A következő fejezetben néhány jellemző energián, adott kísérleti adatsorok példáján mutatom be az általánosított, 3-dimenziós parton modell sikerességét.

Felmerülhet a kérdés, hogy a perturbációsszámítás rendje vagy a számolások skáláinak megváltoztatása módosítja-e a II. 14. ábrán látható illesztések eredményét? Ennek elemzését, a példák bemutatása után a II.5.4. alfejezetben tárgyalom a [4, 2, 5] cikkeim alapján.

A II. 14. ábráról leolvasható, hogy a negatívan töltött pionokhoz szignifikánsan egy kicsi  $\sim 0,1$  GeV<sup>2</sup> értékkel nagyobb  $\langle k_T^2 \rangle$  rendelhető. Az is kitűnik, hogy a semleges  $\pi^0$ -hoz tartozó  $\langle k_T^2 \rangle$ -ra fennáll a [78] szakdolgozatomban megállapított összefüggés:

$$\langle k_T^2 \rangle_{\pi^0} \approx \frac{\langle k_T^2 \rangle_{\pi^+} + \langle k_T^2 \rangle_{\pi^-}}{2}.$$

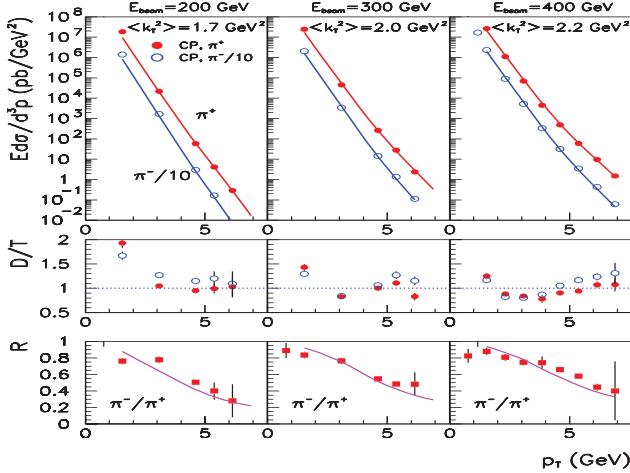
Jelen doktori értekezésben – tekintve, hogy a töltésekből eredő eltérés eltörpül az illesztés hibája mellett – ezt a különbséget számolásaimba elhanyagolom.<sup>26</sup>

## HADRONSPEKTRUMOK NUMERIKUS VIZSGÁLATA $pp$ ÉS $p\bar{p}$ ÜTKÖZÉSEKBEN

A 2-dimenziós Gauss eloszlás  $\langle k_T^2 \rangle$  paraméteréről feltettem, hogy független a  $p_T$ -tól a 2 GeV  $\lesssim p_T \lesssim 6$  GeV intervallumban. A rögzített skála esetén meghatározott a tömegközépponti energiafüggését felhasználva elsőként  $pp$  ütközésben keltett töltött  $\pi^+$  és  $\pi^-$  spektrumát

<sup>26</sup>Hasonló gondolatmenet található meg a [78] szakdolgozatomban a pionokra ill. kaonokra vonatkozó paraméterekre. Ebben az esetben is feltehető, hogy  $\langle k_T^2 \rangle_{\pi} \approx \langle k_T^2 \rangle_K$ .

vizsgálom. A II. 15. ábrán  $\sqrt{s} = 19,4$  GeV, 23,8 GeV, és 27,4 GeV tömegközépponti energiákon a [24]  $\pi^+$  (pontok) és  $\pi^-$  (karikák) spektrumok kísérleti adataival vetem össze vezetőrendű számolásaimat.

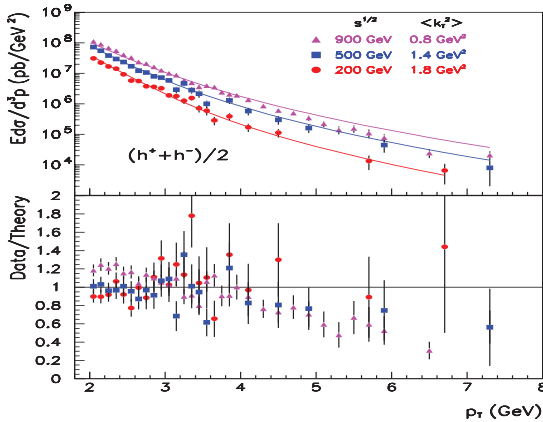


II.15. ábra: *Felső sor:* a  $pp$  ütközésben keltett töltött  $\pi^+$  és  $\pi^-$  részecskék spektruma  $\sqrt{s} = 19,4$  GeV, 23,8 GeV és 27,4 GeV tkp. energiákon [24] adatok alapján. A *középső sor* a spektrumok alapján kiszámolt kísérleti eredmények / LO elméleti számolások ( $D/T$ ) aránya. A *legalsó sorban*  $R = \pi^-/\pi^+$  aránya a  $p_T$  függvényében.

Az II. 15. ábra felső sora a fix targetes  $pp$  ütközésben keltett töltött pionok invariáns hatáskeresztmetszetét mutatja logaritmikus skálán a  $\pi^+$  esetére, illetve a  $\pi^-$ -ra, melyet egy nagyságrenddel eltoltam a szemléletesség kedvéért. Az ábra megfelelő oszlopai tartalmazzák az adott ütközési energiákhoz tartozó legjobb illesztést adó  $\langle k_T^2 \rangle$  paraméter értékeit.

A *középső sorban* a kísérletileg mért adatokat ( $D - \text{Data}$ ) pontonként viszonyítottam az LO modellszámolásomhoz ( $T - \text{Theory}$ ). Ezen  $D/T$  arány alapján látható igazán a fenomenologikusan kiterjesztett parton modell számítások sikeressége. A  $p_T \gtrsim 2$  GeV tartományt vizsgálva 10% – 20% pontossággal egyeznek a kísérleti adatok és az elméleti számolás.

A II. 15. ábra *legalsó* sorában a töltött pionok  $p_T$  pontonkénti kísérleti arányát (*négyzetek*) hasonlítom az LO számolások alapján vett  $\pi^-/\pi^+$  görbéhez. Ennek a kísérleti aránynak a pontos reprodukciója is sikerként könyvelhető el.



II. 16. ábra: Töltött átlagolt hadronok  $h^\pm$  spektruma  $p\bar{p}$  ütközésben  $\sqrt{s} = 200, 500$ , és  $900$  GeV tömegközépponti energiákon (*felső panel*). A CERN UA1 [73] kísérlet adatai és az elméleti LO számolások aránya (*Data/Theory – alsó panel*).

Nagyobb energiák felé haladva egyre kevesebb *azonosított* hadron spektruma áll rendelkezésünkre a nagy  $p_T$ -s tartományban. Többek között ezért is vettem vizsgálat alá a CERN UA1 [72, 73, 74] és a Tevatron CDF [75] kísérleti csoportjai által  $p\bar{p}$  ütközésekben mért  $h^\pm$  (átlagolt) töltött hadronok spektrumát. Számolásomban – a II. 16. ábrán – a pion és a kaon fragmentumok vezető rendű spektrumainak átlagát hasonlítottam össze a CERN UA1 adataival a  $\sqrt{s} = 200$  GeV (*pontok*),  $500$  GeV (*négyzetek*), és  $900$  GeV (*háromszögek*) tömegközépponti energiákon. Feltételeztem, hogy ilyen nagy energiákon a pionok és a kaonok hozama közel azonos az azonosítatlan töltött hadronhozammal.

A II. 16. ábrán e fenti tömegközépponti energiákon vettem össze a  $h^\pm$  spektrumot a vezető rendben számolt, közelítő átlaggal. A *felső panel* a mért és a fenomenologikusan kiterjesztett parton modell alapján számolt abszolút spektrumokat mutatja logaritmus skálán.



A panelen feltüntettem a számolásban használt  $\langle k_T^2 \rangle$  paraméter értékét. A spektrumokon szépen látható, hogy a  $\langle k_T^2 \rangle$  értéke csökken a  $\sqrt{s}$  növekedésével. Nagy energián és nagy  $p_T$ -nél pedig a  $\langle k_T^2 \rangle$  meghatározás – előző alfejezetben is említett – bizonytalanságának hatása figyelhető meg az eltérésben.

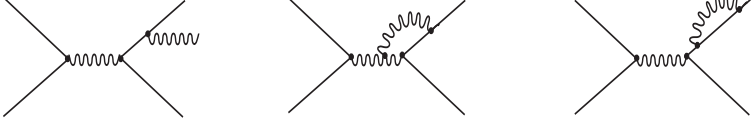
A II. 16. ábra *alsó panelje* a kísérleti / elméletileg számított (Data/Theory) arányt mutatja a transzverzális impulzus függvényében. Az általam vizsgálni kívánt  $2 \text{ GeV} \lesssim p_T \lesssim 6 \text{ GeV}$  tartományban az eltérés ezen a lineáris skálán csak mintegy 20% – 40%. A  $p_T \gtrsim 6 \text{ GeV}$  értékekre – a  $\langle k_T^2 \rangle$  meghatározás bizonytalansága miatt – a Data/Theory arány  $\sim 50\%$ -ra megnövekedhet. Az így kapott számolási pontosság továbbra is jobb, mint ami a konvencionális pQCD alapú parton modell alapján számolható.

## II.4 Parton modell számolások elsőrendű korrekciókkal

Eddigi számolásaimban vezető rendben határoztam meg a pionprodukciót. A nagyobb pontosság elérése végett a perturbatív sorfejtés magasabb kitevőjű hatványait is figyelembe kell venni. A magasabb rendű pQCD számolások alapja, hogy a partonikus  $a + b \rightarrow c + d$  folyamatok gáffait  $\mathcal{O}(g^n)$  rendig ki kell számolni, ahol  $n > 2$ . A HO korrekciókat is tartalmazó parton modell, a QCD gráfok kiszámításának megfelelő magasabb rendű partoneloszlás és fragmentációs függvények ismeretét igényli.

A II.3.2. alfejezet eredményei után most röviden ismertetem az NLO számolások hátterét, amelyekben az  $\mathcal{O}(g^3)$  rendű járulékokat is figyelembe veszem. Az NLO tárgyalás komplexebb, a számolások már jobb egyezést mutatnak nagy  $p_T$  esetén, mint az LO esetben. A közepes  $p_T$  tartományban viszont továbbra sem lesz pontos a hagyományos parton modell. Szükség lesz a  $\langle k_T^2 \rangle$  paraméter ismételt bevezetésére. Amint látni fogjuk NLO-ban – azonos skálán – a  $\langle k_T^2 \rangle$  nagysága csökken az LO-hoz képest. Ez természetes, hiszen az NLO járulékok miatt több folyamat hard tárgyalása történik a partonikus katáskeresztmetszetben, így kisebb korrekcióra lesz szükség.

Az elsőrendű korrekciók, azaz NLO számolások  $\mathcal{O}(g^3)$  rendűek lesznek. Ezen gráfjárulékok közé tartoznak például a *sajátenergiás járulékok*, a *vertexkorrekciók*, és a *sugárzási korrekciók*, melyekre példát láthatunk a II. 17. ábrán. A kiszámolandó gráfokat a II. 10. és



II.17. ábra: A sugárzási, vertex és sajátenergiás korrekciók  $\mathcal{O}(g^2)$  rendben.

II.17. ábrák kombinációja adja. Az ide sorolandó folyamat-családok reakcióegyenletei a következők (melyekhez tartozó gráfokat ld. [79]):

**Partonikus  $2 \rightarrow 2$  folyamat-családok:**

$$\begin{aligned}
 q_a + q_b &\rightarrow q_a + q_b, \quad a \neq b \\
 q_a + q_a &\rightarrow q_a + q_a, \\
 q_a + \bar{q}_a &\rightarrow g + g, \\
 g + g &\rightarrow g + g;
 \end{aligned} \tag{II.44}$$

**Partonikus  $2 \rightarrow 3$  folyamat-családok:**

$$\begin{aligned}
 q_a + q_b &\rightarrow q_a + q_b + g, \quad a \neq b \\
 q_a + q_a &\rightarrow q_a + q_a + g, \\
 q_a + \bar{q}_a &\rightarrow g + g + g, \\
 g + g &\rightarrow g + g + g.
 \end{aligned} \tag{II.45}$$

Vezető rendű számolásokban a (II.32) egyenletek definiálták az LO gráfok egyes csatornáinak energia és impulzus viszonyait. Ezek a kovariáns mennyiségek az elsőrendű korrekciók új gráfvonalai esetében további *Mandelstam-jellegű* változókkal bővülnek:

$$\hat{w} = -\frac{\hat{u}}{\hat{s} + \hat{t}} = \frac{p_{T,c} e^y}{x_b \sqrt{s} \hat{v}} \longrightarrow x_a = \frac{p_{T,c} e^y}{\hat{v} \hat{w} \sqrt{s}}, \tag{II.46}$$

$$\hat{v} = 1 + \frac{\hat{t}}{\hat{s}} = 1 - \frac{e^{-y}}{x_b \sqrt{s}} \longrightarrow x_b = \frac{p_{T,c} e^{-y}}{(1 - \hat{v}) \sqrt{s}}. \tag{II.47}$$

Az új  $\hat{v}$  és  $\hat{w}$  a korrekciók *csatornáiként* értelmezhetők úgy, hogy a korábban (II.32)

egyenletekkel definiált összefüggések is érvényben maradjanak:

$$\begin{aligned}\hat{s} &= (p_a + p_b)^2 = x_a x_b s, \\ \hat{t} &= (p_a - p_c)^2 = -x_a p_{T,c} \sqrt{s} e^{-y} = \hat{s} (1 - \hat{v}), \\ \hat{u} &= (p_b - p_c)^2 = -x_b p_{T,c} \sqrt{s} e^y = -\hat{s} \hat{v} \hat{w}.\end{aligned}\quad (\text{II.48})$$

Ahhoz, hogy a (II.43) egyenletben használni tudjuk a fenti (II.46) egyenlettel definiált változókat, meg kell adni a Bjorken-féle változókra való áttérés Jacobiját:

$$dx_a dx_b = \frac{x_a x_b}{(1 - \hat{v}) \hat{w}} d\hat{v} d\hat{w} = x_a x_b \frac{\hat{s} \hat{v}}{p_{T,c}^2} d\hat{v} d\hat{w}. \quad (\text{II.49})$$

A fenti (II.44) és (II.45) folyamatok felhasználásával az NLO-ban kiszámítandó  $pp$  ütközésekben keletkező  $h$  hadronok produkciójának (II.26) kifejezése a [65] cikk alapján a következőként írható:

$$\begin{aligned}E_h \frac{d^3 \sigma_h^{pp}}{d^3 p_{T,h}} &= \frac{1}{\hat{s}} \sum_{abcd} \int \frac{d\hat{v}}{1 - \hat{v}} \int \frac{d\hat{w}}{\hat{w}} \int dz_c \times f_{a/p}(x_a, Q^2) f_{b/p}(x_b, Q^2) \frac{D_{h/c}(z_c, \tilde{Q}^2)}{\pi z_c^2} \times \\ &\times \left[ \frac{1}{\hat{v}} \left( \frac{d\sigma_{Born}^{ab \rightarrow cd}}{d\hat{v}} \right) (\hat{s}, \hat{v}) \delta(1 - \hat{w}) + \frac{\alpha_s(\mu^2)}{2\pi} \mathcal{K}^{ab \rightarrow cd}(\hat{s}, \hat{v}, \hat{w}; Q_r^2; Q^2, \tilde{Q}^2) \right].\end{aligned}\quad (\text{II.50})$$

A (II.50) kifejezésnek egyetlen új tagja van a vezető rendű (II.26)-hoz képest, ez a függvény a  $\mathcal{K}^{ab \rightarrow cd}(\hat{s}, \hat{v}, \hat{w}; Q_r^2, Q^2, \tilde{Q}^2)$ , azaz a magasabb rendű<sup>27</sup> járulékokat tartalmazó ún. *HO korrekciós tag*, amely a skáláktól és az invariáns Mandelstam-jellegű változóktól függ. A HO korrekciók pontos alakját megtalálhatjuk pl. [80, 81] cikkekben. Az alkalmazott skálákat a minimális érzékenység elve alapján kell optimalizálni, amit a következő egyenleteket megoldásával érhetünk el:

$$\frac{\partial}{\partial \ln(Q_i^2/\Lambda^2)} \left( E_h \frac{d^3 \sigma_h^{pp}}{d^3 p_h} \right) = 0 \quad \text{ahol} \quad Q_i = Q_r, Q, \text{ és } \tilde{Q} \quad (\text{II.51})$$

A szokásos  $Q_r = Q = \tilde{Q}$  rögzítéssel ez a PMS eljárás leegyszerűsíthető. Majd kiszámíthatjuk az inkluzív invariáns hatáskeresztmetszetet a következő egyszerű alakban:

$$\begin{aligned}E_h \frac{d\sigma_h^{pp}}{d^3 p_{T,h}} &\sim \alpha_s^2(Q_r^2) A + \alpha_s^3(Q_r^2) \times \\ &\times \left[ 2\beta_0 A \ln\left(\frac{Q_r^2}{\Lambda^2}\right) + B \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right) + C \ln\left(\frac{\tilde{Q}^2}{\Lambda^2}\right) + D \right],\end{aligned}\quad (\text{II.52})$$

<sup>27</sup>A magasabb rendet, az angol Higher Order kifejezés alapján HO-nak jelöljük.

ahol az  $A$ ,  $B$ ,  $C$  és  $D$  együtthatók az invariáns mennyiségek függvényei.

A (II.43) egyenletnek megfelelő alakot a (II.50) egyenletől kaphatjuk, ha figyelembe vesszük a transzverzális szabadsági fokokat is. Ekkor a  $k_T$  szerinti integrálások és a (II.42) Gauss-eloszlások is megjelennek az egyenletben. Noha a (II.43) egyenlet konkrét NLO-beli kiszámítása nehéz és igen időigényes feladat, napjaink gyors számítógépeivel megoldható. Erre láthatunk példákat a elsőrendű korrekciókat is tartalmazó  $pp$  ütközések esetére elvégzett numerikus számolásaim által [5, 14].

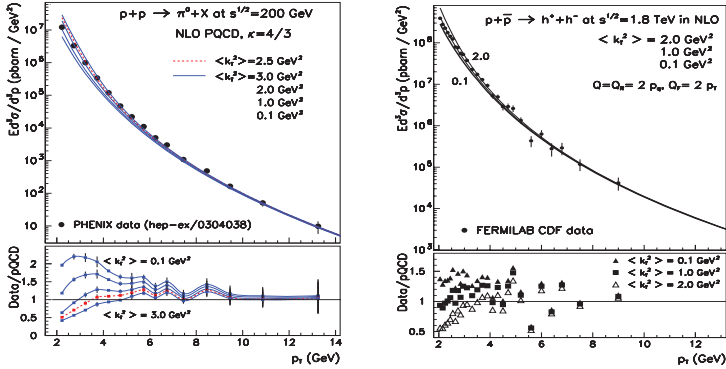
#### II.4.1 Numerikus számolások NLO-ban

A II.18. ábra grafikonkjain  $pp$  ütközésben keltett hadronok produkcióját mutatom be elsőrendű korrekciókat is tartalmazó számolásaim alapján [14]. A II.18. ábra *bal oldalán* a RHIC  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV-es  $pp$  ütközéseiben mért  $\pi^0$  spektrumát reprodukáltam a PHENIX [120] méréseit felhasználva, különböző  $\langle k_T^2 \rangle_{pp} = 0 - 3,0$  GeV<sup>2</sup> értékek mellett. A *felső panelen* a  $\pi^0$  spektrumot láthatjuk, míg a *also panel* a PHENIX kísérlet adatai/elméleti számolásaim hányadosát mutatja. A lineáris skálán jól látszik, hogy az NLO számolás esetén a  $\langle k_T^2 \rangle_{pp} \approx 2,5$  GeV<sup>2</sup> érték adja a legjobban illesztett spektrumot.

A II.18. ábra *jobb oldali grafikonja* a  $\sqrt{s_{NN}} = 1,8$  TeV energiás  $p\bar{p}$  ütközésben a Tevatron CDF [75] kísérlete által mért átlagolt, azonosítatlan töltött hadronprodukción ( $h^\pm$ ) mutatja. A *felső panel* az elméletileg számolt és a mért spektrumot mutatja, az *alsó panel* pedig a Data/Theory arányt. A  $\langle k_T^2 \rangle_{pp}$  értékét ebben az esetben  $0 - 2,0$  GeV<sup>2</sup> között vizsgáltam. Ezen a nagy tömegközépponti energián – a nagyobb meghatározási bizonytalanság mellett – láthatóan továbbra is szükség van a mintegy  $\langle k_T^2 \rangle_{pp} \approx 1$  GeV<sup>2</sup> nagyságú transzverzális impulzuskiszéledésre.<sup>28</sup> A két grafikon szerint az állapítható meg, hogy NLO esetben is szükség van a belső  $k_T$  alkalmazására a kísérleti adatok jobb reprodukálása érdekében.

---

<sup>28</sup>A RHIC energiás adatok a  $\kappa = 3/4$  és a Tevatron adatok esetében  $\kappa = 2$  skálákkal számoltam.



II.18 ábra: Pion (PHENIX [120]) és  $h^\pm$  (CDF [75]) produkció RHIC és Tevatron energián,  $pp$  és  $p\bar{p}$  ütközésben különböző  $\langle k_T^2 \rangle_{pp}$  értékek mellett.

## II.5 A magasabb rendű számolások $K$ -faktor segítségével

Az elsőrendű korrekciókat tartalmazó parton modell számolások részecskehozama – azonos skála mellett – valamivel nagyobb, így jobb egyezést kapunk az LO eredményekhez képest. A HO korrekciók figyelembevételével a kiszámítandó gráfok száma viszont rohamosan növekszik. Ennek következményeként a numerikus számolások ideje nagyságrendekkel megnövekszik. NLO számolásaim korai szakaszában az számolások hosszadalmas volta miatt egy egyszerűsítő eljárást dolgoztam ki. Ez a vezető rendű partonikus invariáns hatáskeresztmetszetek felhasználásával az NLO számolások eredményét becsülte rövidebb számolásokban. Jelen alfejezetek célja ennek az – általam is használt – közelítő módszernek a bemutatása [4]. Az eljárást általánosan  $K$ -faktor módszerének nevezi a szakirodalom.

Az általam használt  $K$ -faktor pontos definiálása előtt fontos felhívni a figyelmet arra, hogy a szakirodalomban igen sokféle „korrekciós  $K$ -faktor” létezik, nincs rájuk egységes definíció [82]. Ilyen például az elméleti számolásokat a kísérleti adatokhoz korrigáló faktor, vagy a különböző rendű számolások eredményei közötti arányszám is. Speciálisan NLO

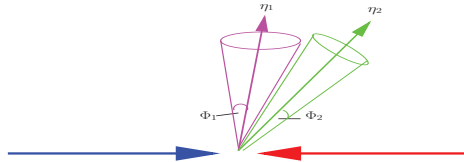
számolásaimban következőképp definiálom a tetszőleges  $A + B \rightarrow h + X$  reakcióban:

$$\frac{d^3\sigma_{NLO,h}^{AB}}{d^3p_T} = \frac{d^3\sigma_{Born,h}^{AB}}{d^3p_T} + \frac{d^3\sigma_{corr,h}^{AB}}{d^3p_T} := K(s, p_T) \frac{d^3\sigma_{Born,h}^{AB}}{d^3p_T}. \quad (\text{II.53})$$

Ebben tehát a  $\frac{d^3\sigma_{NLO,h}^{AB}}{d^3p_T}$  az  $A + B \rightarrow h + X$  folyamatban keletkező  $h$  részecske NLO-ban számolt invariáns differenciális hatáskeresztmetszete, míg ugyanezen részecske LO-ban számolt ún.: *Born-hatáskeresztmetszetét* a  $\frac{d^3\sigma_{Born,h}^{AB}}{d^3p_T}$  adja meg. Az NLO számolás, vezető rendhez viszonyított eltérését pedig a  $\frac{d^3\sigma_{corr,h}^{AB}}{d^3p_T}$  korrekciós tag tartalmazza. A  $K(s, p_T)$  az úgynevezett *K-faktor*. Az így definiált *K-faktor* a  $\sqrt{s}$  tömegközépponti energia és a „kijövő”  $h$  részecske (pl. hadron vagy foton)  $p_T$  transzverzális impulzusának függvénye. Egyszerű számolásokban – adott  $\sqrt{s}$ -nél és a szokásos  $p_T$ -knél – ezektől a függésektől eltekintenek, és a szakirodalomban hagyományosan elfogadott  $K = 1,5 - 2,5$  konstans értéket használják. Mint azt hamarosan látni fogjuk, ez teljesül nagy  $\sqrt{s}$  és  $p_T$ -nél. A számolásaimban – alacsony  $p_T$ -nél – azonban figyelembe kell vennünk a *K-faktor*  $\sqrt{s}$  és  $p_T$  függését is.

### II.5.1 A $K_{jet}$ -faktor energiafüggése – jet hatáskeresztmetszetek

Vizsgáljuk meg, hogy hogyan viselkedik a  $20 \text{ GeV} \leq \sqrt{s} \leq 200 \text{ GeV}$  tartományban a  $K(s, p_T)$  függvény. Először az úgynevezett *jet-szinten* definiálom a  $K_{jet}$ -*faktort*, majd ezt felhasználva áttérek az adott  $h$  hadronok esetének *hadron-szintű* tárgyalására.



II. 19. ábra: Az  $R_1$  és  $R_2$  jet-kúpszögek geometriája

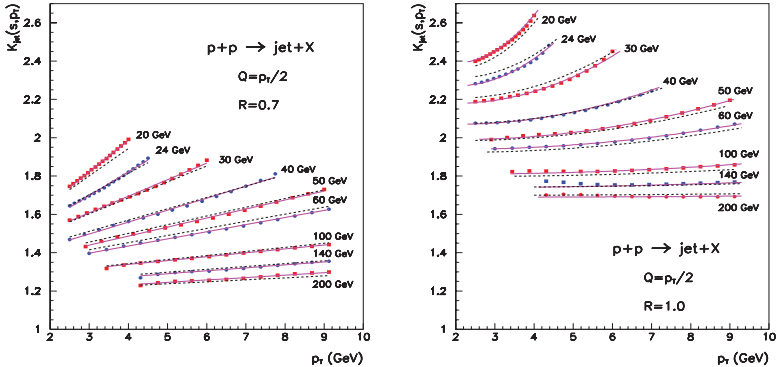
A  $K_{jet}$ -faktor meghatározásához mindenképp meg kell adni a jet definícióját. *Jet*en egy partonikus reakció kis nyílásszögű kúpjában kijövő részecskék összességét (ún. *részecs-*

kezéport) értékek. A II.19. ábrán látható kúp geometriai megadására az  $R$  *jet-kúpszög*et használok, amelyet a következő módon definiálok:

$$R := \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\Phi)^2}. \quad (\text{II.54})$$

Ebben az egyenletben a  $\Phi$  az azimuttszög és  $\eta$  pedig a szokásos pszeudorapiditás-változó (ld. A. függelék). Az  $R$  értéket kísérleti eredményeken alapuló ún. *jet-korrelációs* mérésekből szokás meghatározni, a szakirodalomban az  $R = 0,7 - 1,0$  választás a legelterjedtebb (ld. pl. [83]).

A kísérletekben több jetet is megfigyelhetünk egyszerre. Ezek elkülönítésére vezették be az  $R_{sep}$  *jetszeparációs kúpszög*et, mely segítségével szétválaszthatóak az egyes jetekhez tartozó részecskezápорок. A szakirodalomban általánosan elterjedt, hogy a jetszeparációs kúpszögnek a jet kúpszögének kétszeresét választják ( $R_{sep} = 2R$ ). A fenti jet definíció alapján vizsgáljuk meg hogy hogyan viselkedik a  $K_{jet}$ -faktor változói az  $s$ ,  $p_T$  és az  $R$  függvényében!



II.20. ábra: A  $K_{jet}(s, p_T)$ -faktor energia és  $p_T$  függése ( $R = 0,7$  és  $R = 1,0$  mellett)

A  $K_{jet}$ -faktort a (II.53) egyenlet adja meg, ha most nem csak a  $h$  részecske produkcióját, hanem az egy jethez tartozó összes részecske produkcióját figyelembe vesszük. Ez annyit

jelent, hogy a tetszőleges ( $A+B \rightarrow jet$ ) ütközésben az össz részecskeprodukciót megadó LO (II.26) és NLO (II.50) egyenletekben a FF-eket elhagyjuk, majd a (II.53) egyenlet alapján kiszámítjuk a  $K_{jet}$ -faktort. A kapott  $K_{jet}$ -faktor segítségével pedig meghatározhatjuk a  $p+p \rightarrow h+X$  reakcióban keletkező  $h$  részecske NLO-ban számolt produkcióját:

$$E_{jet} \frac{d^3 \sigma_{NLO}^{pp \rightarrow jet}}{d^3 p_{jet}} = \sum_{abcd} \int dx_a dx_b f_{a/p}^{NLO}(x_a, Q^2) f_{b/p}^{NLO}(x_b, Q^2) \times \\ \times \frac{\hat{s}}{\pi} \left[ K_{jet}(s, p_{T,c}) \frac{d\sigma_{Born}^{ab \rightarrow cd}}{d\hat{t}} \right], \quad (\text{II.55})$$

ahol  $f_{a/p}^{NLO}(x_a, Q^2)$  a szokásos egy dimenziós NLO partoneloszlás-függvény,  $\left[ \frac{d\sigma_{Born}^{ab \rightarrow cd}}{d\hat{t}} \right]$  az  $a+b \rightarrow c+d$  partonikus folyamat vezető rendben számított invariáns Born-hatáskeresztmetszete,  $K_{jet}(s, p_{T,c})$  a  $K_{jet}$ -faktor.

A (II.55) kifejezés alapján számolt NLO hadronprodukciónak numerikus értékei – a  $K_{jet}$ -faktoron keresztül – biztosan függeni fognak az  $R$ -től és az  $R_{sep}$ -től, továbbá a  $\sqrt{s}$ -től és a kijövő részecske  $p_T$  impulzusától is. Jelen számolásamban ezeket függéseket vizsgálom az Ellis–Kunszt–Soper által közzétett [79] FORTRAN kód segítségével. Ennek a programnak a futtatásával készítettem el a II.20. ábrát. A számolásokban a  $Q = \frac{p_{T,jet}}{2}$  skála rögzítése mellett  $p_T = p_{T,jet}$  függvényében adtuk meg a  $K_{jet}(s, p_T)$  értékét, különböző energiákon a  $20 \text{ GeV} \leq \sqrt{s} \leq 200 \text{ GeV}$  tartományban. A jetszeparációs küszög mindvégig a szokásos  $R_{sep} = 2R$  volt.

A II.20. ábra bal oldali grafikonja  $R = 0,7$  rögzítése mellett kapott görbéket mutatja, míg a jobb oldali ugyanezen görbéket  $R = 1,0$  választással. Mindkét esetben a számolt pontokra görbéket illesztettünk (*folytonos vonal*), amelyek azután egy közös  $K_{jet}(s, p_T)$  függvénnyel közelítettünk (*szaggatott vonal*).

**$R = 0,7$  választása esetén:**

$$K_{jet}(s, p_T) = 1. + \frac{65.}{\sqrt{s} + 160.} + \frac{2.}{\sqrt{s} - 6.} p_T, \quad (\text{II.56})$$

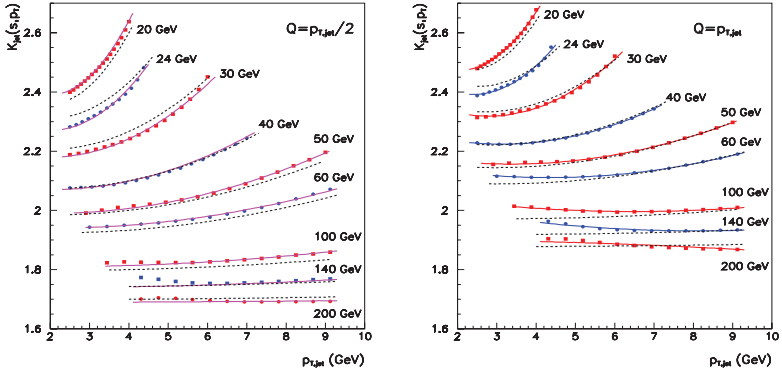
**$R = 1,0$  választása esetén:**

$$K_{jet}(s, p_T) = 1,6. + \frac{20.}{\sqrt{s}} - \frac{24.}{(\sqrt{s} - 10.)^2} p_T + \frac{6.}{(\sqrt{s} - 10.)} p_T^2. \quad (\text{II.57})$$



A II. 20. ábra grafikonjainak illesztett görbéin jól látszik, hogy a  $K_{jet}(s, p_T)$  függvény,  $p_T$  szerinti változása csökken nagy  $\sqrt{s}$  tömegközépponti energiák felé haladva. A II. 20. ábra bal grafikonján  $R = 0,7$  mellett  $\sqrt{s} = 20$  GeV-nél a  $2,5 \text{ GeV} \leq p_T \leq 4 \text{ GeV}$  tartományban 20%-ot, míg  $\sqrt{s} = 200$  GeV-nél a  $3 \text{ GeV} \leq p_T \leq 10 \text{ GeV}$  tartományban csak mintegy 5%-ot változik a  $K_{jet}$ -faktor. Ha most a II. 20. ábra jobb grafikonját nézzük, ott az  $R = 1,0$  mellett  $\sqrt{s} = 20$  GeV-nél a  $2,5 \text{ GeV} \leq p_T \leq 4 \text{ GeV}$  tartományban 10% körüli az eltérés, míg a  $\sqrt{s} = 200$  GeV-nél a  $3 \text{ GeV} \leq p_T \leq 10 \text{ GeV}$  tartományban a  $K_{jet}$ -faktor gyakorlatilag konstansnak választható (az eltérés közelítőleg 1%). Ez tehát magyarázatot ad a nagyenergiás számolásokban alkalmazott konstans  $K$ -faktor rögzítésére.

A  $K_{jet}$ -faktort vizsgálva azt tapasztaltam, hogy  $K_{jet}(s, p_T)$  függvényalakját erősen befolyásolja az  $R$  jetküpszög. Az alacsonyabb ( $20 \text{ GeV} \leq \sqrt{s} \leq 200 \text{ GeV}$ ) energiatartományban az  $R = 1,0$  választást érdemes használni. Nagy energián viszont (mint például a Tevatron  $1,8 \text{ TeV}$ -es  $p\bar{p}$  ütközéseinél) az  $R = 0,7$  esetén jobban reprodukálták a kísérleti részecske-produkciókat.



II. 21. ábra: A  $K_{jet}(s, p_{T,jet})$  faktor  $\sqrt{s}$  és  $p_{T,jet}$  függése  $Q = p_{T,jet}/2$  (bal panel) és  $Q = p_{T,jet}$  (jobb panel) skálák esetén [4].

A II. 21. ábrán a skálaváltoztatás hatását mutatom be a  $K_{jet}(s, p_{T,jet})$  faktor  $\sqrt{s}$  és  $p_{T,jet}$

függésén keresztül  $R = 1$  esetén. A *bal oldali panelen* a II.20. ábra jobb grafikonját nagyítottam fel. Ezen a grafikonon a számolások a  $Q = p_{T,jet}/2$  skála alapján lettek kiszámítva a [79, 80, 81, 84, 85, 86] kód alapján. A II.21. ábra *jobb oldalán* ugyanezen számolásnak a kétszeres skálánál vett esetét mutatja. A paneleken az elméletileg számolt pontokat *sima vonallal* kötöttem össze, az illesztett parabola-sereget *szaggatott vonallal* ábrázoltam. A  $Q = p_{T,jet}/2$  skála esetén a parabola-sereget a korábban felírt (II.57) egyenlet paraméterezi. A kétszeres  $Q = p_{T,jet}$  skála esetében az új paraméterezés:

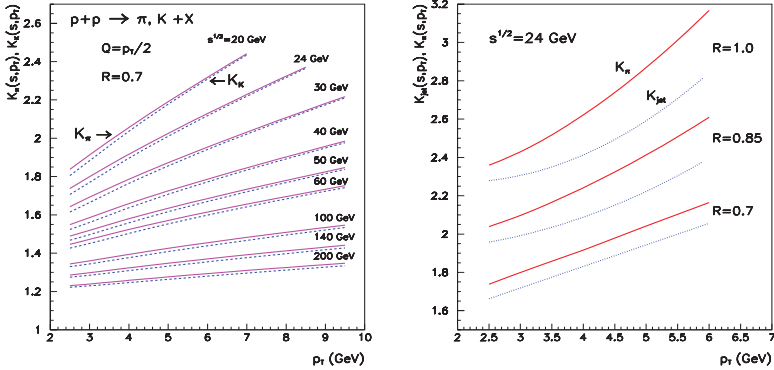
$$K_{jet}(s, p_T) = 1,79 + \frac{20}{\sqrt{s}} - \frac{45}{(\sqrt{s} - 7)^2} p_T + \frac{7}{(\sqrt{s} - 9)} p_T^2. \quad (\text{II.58})$$

A II.21. ábra szerint a skála növelése esetén az illesztett  $K_{jet}(s, p_{T,jet})$  értéke megnövekszik. Az alacsonyabb  $\sqrt{s}_{NN} \approx 20$  GeV energián ez a növekedés kisebb lesz, de „meredekebb” parabolákat eredményez. A nagyobb  $\sqrt{s}_{NN} \approx 200$  GeV RHIC energia esetében viszont az irodalomban elterjedt konstans  $K_{jet}(s, p_{T,jet}) \approx 2$  közelítés jól megfelel az általam számolt arányoknak.

### II.5.2 $K_h$ -faktor hadronprodukciónban

A  $K_{jet}$ -faktor kiszámításakor a jetet alkotó parton átlagos  $p_{T,jet}$  impulzusát vettük alapul, s nem vizsgáltuk azt, hogy milyen részecske „jön ki” a reakciókból. Bár a (II.55) kifejezéssel számolt NLO részecskeprodukciónk a Born hatáskeresztmetszettel meghatározottaknál jobban egyeznek a kísérleti adatokkal, mi ennél is jobb egyezést szeretnénk elérni, továbbá reprodukálni a különböző részecskék produkcióinak sajátosságait is. Jelen részben az adott  $h$  részecskék NLO-ban (illetve LO-ban) számolt fragmentációit is beírjuk a (II.53) egyenlet Born-, és NLO korrekciós hatáskeresztmetszeteibe. Az adott hadron fragmentációjával specifikusan felírt (II.53) egyenlettel határozzuk meg a  $K_h$ -faktort, amely most adott  $h$  részecske fragmentációja során számolt partonikus invariáns hatáskeresztmetszetek NLO korrekcióit tartalmazza. Ezen  $K_h(s, p_T)$  függvény vizsgálataként kaptuk a II.22. ábrát, amely „átlagolt” kaon-, és pionprodukciónk esetében adja meg a vezető rendben számolt hadronprodukciónkhoz viszonyított eltérést, a  $p_{T,h} = p_T$  függvényében.

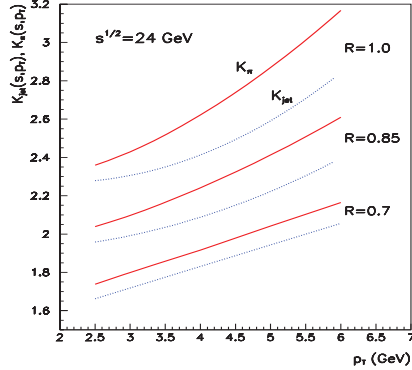
A számolást  $R = 0,7$ -nél végeztük el úgy, hogy az  $R_{sep} = 2R$  volt, a skálának pedig a  $Q = \bar{Q} = \frac{p_T}{2}$ -t választottuk a PDF-ek és az FF-ek esetében is. A grafikonon a pionhoz tartozó



II.22 ábra: *Left panel:*  $K$  factor for pions,  $K_\pi(s, p_T)$  (solid line) and for kaons,  $K_K(s, p_T)$  (dashed), after hadronization of jets calculated with  $R = 0.7$  ( $Q = p_T/2$ ,  $R_{sep} = 2R$ ). *Right panel:*  $K$  factor for photons,  $K_\gamma(s, p_T)$  at energies  $\sqrt{s} = 20 - 200$  GeV. *Jobb panel*  $K_{jet}(s, p_T)$  és a  $K_\pi(s, p_T)$  összehasonlítása  $R = 1, 0; 0, 85$ ; és  $0, 7$  mellett.

$K_\pi(s, p_{T,\pi})$  függését *folytonos*, míg a  $K_K(s, p_{T,K})$  függvényt *szaggatott vonallal* rajzoltuk. A II.22. ábrán láthatóvá válik, hogy a  $p_T \gtrsim 2$  GeV feletti transzverzális impulzusoknál a pionok és a kaonok körülbelül azonos  $K_h(s, p_{T,h})$  függvénnyel írhatóak le azaz  $K_\pi(s, p_{T,\pi}) \approx K_K(s, p_{T,K})$ . Ez a jet szintű tárgyalás összevetése végett állítottuk elő a II.23. ábrát. Ezen összehasonlítottuk a  $K_{jet}(s, p_{T,jet})$ -et (*pontosított vonal*) és a  $K_\pi(s, p_{T,\pi})$ -t (*folytonos vonal*) a  $p_{jet} = p_{T,\pi} = p_T$  függvényében.

$\sqrt{s} = 24$  GeV-es tömegközépponti energiánál különböző  $R$  értékek mellett meghatároztuk a részecskeprodukciónkat, amelyeket a  $R = 1, 0; 0, 85$ ; és  $0, 7$  értékeknél számítottunk ki. A II.23. ábra grafikonján jól látszik, hogy a  $K_\pi(s, p_T)$  mintegy 10–20%-kal nagyobb a  $K_{jet}(s, p_T)$ -hez képest. Megállapíthatjuk tehát, hogy az adott hadron fragmentációs függvényét figyelembe véve nagyobb eltérést kapunk az NLO és az LO számolások között. Ennek egyik oka a járulékokat adó gráfok közötti különbség valamint az, hogy PDF-ek mellett a  $K_\pi(s, p_T)$ -t meghatározó egyenletekben már az FF-ek is szerepelnek.

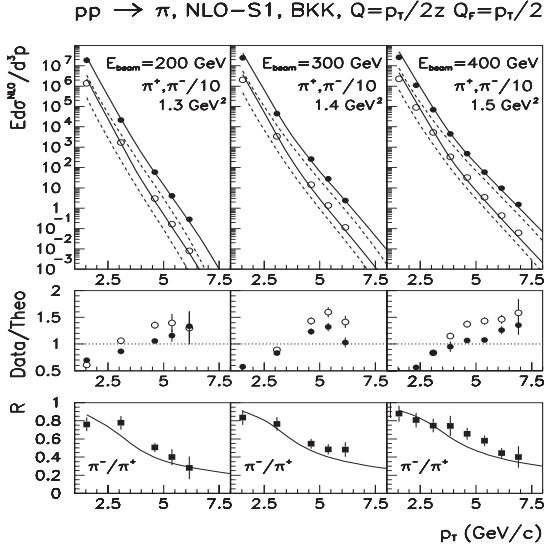


II. 23. ábra: A  $K_{jet}(s, p_T)$  és  $K_{\pi}(s, p_T)$  összehasonlítása  $R = 1, 0, 0, 85$ ; és  $0, 7$  mellett.

Összegzésképpen azt mondhatjuk, hogy az NLO számolások elvégzését megkönnyítendő, jól alkalmazható a  $K$ -faktoros megoldás. A számítási időtartamok lerövidülnek, és ha a jetek produkciójához az adott  $K_h(s, p_T)$ -faktort választjuk, akkor jobban reprodukálni tudjuk a magasabb rendű számolásokat. A továbbiakban mi a (II.57) egyenletben közölt paraméterezést fogjuk használni,  $R = 1, 0$  és  $R_{sep} = 2R$  választással.

### II.5.3 Numerikus számítások $K$ -faktossal

A proton-proton ütközésekben keletkező töltött pionok produkcióinak kiszámítása során elérteztünk az NLO parametrizációk numerikus értékeinek bemutatásához. Jelen számolásokban is az MRST [32] parametrizációt használtam PDF-nek és az NLO BKK-t az FF-nek. Az LO számolások partonikus invariáns Born-hatáskeresztmetszeit a [4] cikkben összegzették alapján a [85, 86] cikkekbeni  $K$ -faktossal korrigáltam. A töltött pion esetében a PDF-nél a  $Q = \frac{p_T}{2\sigma_h}$  és FF-eknél  $\tilde{Q} = \frac{p_T}{2}$  skálákat rögzítettem. Az illesztett pontok hibáit most is a [24] cikkek kísérleti adataihoz képest viszonyítottam ( $\sqrt{s} = 19, 4$  GeV;  $23, 8$  GeV és  $27, 4$  GeV tömegközépponti energiákon).

II. 24. ábra: NLO pionprodukció  $\sqrt{s}=19,4$ ; 23,8 és 27,4 GeV energiákon

Elemezzük a kapott numerikus eredmények grafikonjait! A proton-proton ütközésekben keletkező töltött pionok produkcióit a II. 24. ábrán láthatjuk a  $p_T$  transzverzális impulzus függvényében. Az ábrán, a már korábbi részecskeprodukciós grafikonokon megszokott jelöléseket használtuk. Eszerint a II. 24. ábra felső grafikonjain a  $\pi^+$ -ra (*sötét pontok*) és a  $-$  tízzel leosztott  $\pi^-$ -ra (*körök*) illesztett *folytonos* vonalak mutatják a produkciókat. Az ábrákon feltüntetettük legkisebb  $\chi^2$ -hez tartozó  $\langle k_T^2 \rangle$  értékeket, továbbá ábrázoltam – az összehasonlíthatóság kedvéért – a  $\langle k_T^2 \rangle$  nélküli illesztést is (*szaggatott vonal*). A második sor grafikonjainak Data/Theory arányai jól mutatják, hogy a kísérleti adatok, elméleti számolásokhoz viszonyított eltérését sikerült mintegy  $\pm 30\%$ -ossá redukálnom. Látható az is, hogy a  $p_T \lesssim 3$  GeV/c tartományban kezd a számolás pontossága elromlani. Míg vezető rendben az alacsonyabb transzverzális impulzusok felé haladva a kísérleti adatokhoz képest csökkennek az elméleti értékek, addig az NLO esetében ez az arány megfordul. Ekkor nyújtanak segítséget az alsó grafikonokon a  $\pi^+/\pi^-$  kísérleti arányokra illesztett számított

arányok, hiszen a töltött mezonarányokra jól illesztett számolásokkal kiválasztható a legjobb kísérleti/elméleti arányt visszaadó belső  $k_T$ .

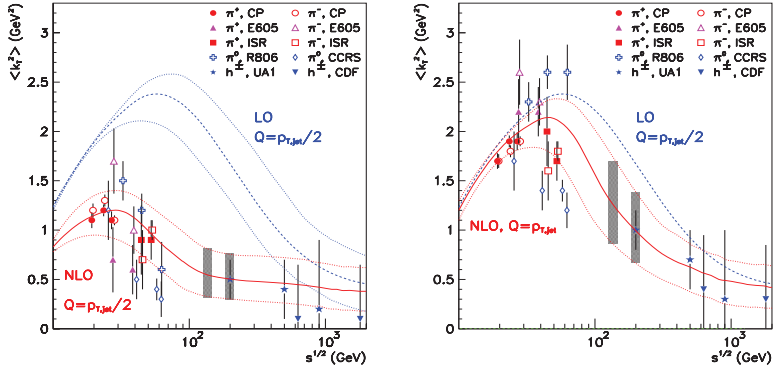
A kitűzött céloom elérésének első szakaszán túljutottam: a bevezetett belső  $k_T$  segítségével sikerült  $\pm 30\%$ -os hibával leírnom a proton-proton ütközésekben keletkező töltött pionok produkcióját.

### II.5.4 Numerikus LO és NLO számolások összehasonlítása

A II.3.2. alfejezetben utaltam rá, hogy a parton modell és a háttérben lévő perturbatív QCD rendjének módosítása, megváltoztathatja a  $\langle k_T^2 \rangle$  paraméter tömegközépponti energia függését. Hasonlóan a rögzített skála variálása is visszahat a  $\langle k_T^2 \rangle$  értékének  $\sqrt{s}$  függésére. Először ezt a  $\langle k_T^2 \rangle$  függést tekintem át, majd  $\sqrt{s_{NN}} = 27,4$  GeV-es tömegközépponti energián mért pionspektrumok által összehasonlítom az LO és NLO számolásaim eredményét.

A II. 14. ábrán bemutattam, hogy LO esetben hogyan függ a kísérleti pontokat legjobban illesztő  $\langle k_T^2 \rangle$  értéke a  $\sqrt{s}$ -től – rögzített skálán. Most a II. 25. ábra grafikonjain e korábbi LO eredményeimhez hasonlítottam az NLO számolások alapján meghatározott legjobb  $\langle k_T^2 \rangle$  értékek  $\sqrt{s}$  függését. A grafikonokon mind a vezető rendű illesztést *szaggatott vonallal*, mind pedig az NLO *pontokat* valamint a rájuk illesztett (*sima görbét*) ábrázoltam [1, 2]. A *bal oldali* panelen az LO és NLO számolások azonos  $Q = p_{T,jet}/2$  skála mellett lettek elvégezve. Az NLO eredmény láthatólag mintegy  $\sim 1$  GeV<sup>2</sup> értékkel eltér az alacsonyabb energiás tartományban. Ez összhangban van elméleti várakozásunkkal, hiszen az NLO több járulékot tartalmaz, amihez – azonos skálán – kisebb  $\langle k_T^2 \rangle$  fog kelleni. Nagy energiájú ütközésekben azonban – ahol a  $\langle k_T^2 \rangle$  értékének bizonytalansága megnő – az LO és NLO közötti különbség eltűnik.

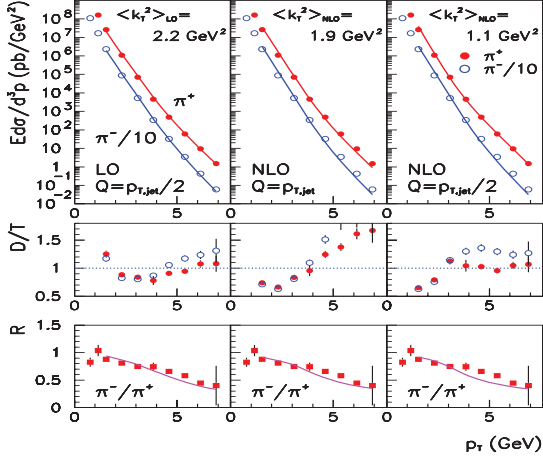
A II. 25. ábra *jobb grafikonján* az  $Q = p_{T,jet}/2$  skála mellett vett LO számolást hasonlítom a  $Q = p_{T,jet}$  skálánál vett NLO számolások pontjaira illesztett görbéhez. Láthatólag az NLO és LO görbék hibán belül átfednek. Ekkor a PMS által megengedett skálatartományon belül változtatva a skálát, az LO és NLO számolásokban alkalmazni kívánt  $\langle k_T^2 \rangle$  értékek azonosak lesznek.



II. 25. ábra: A  $pp$  és  $p\bar{p}$  ütközésben keltett  $\pi$  és  $h^\pm$  hadronok kísérleti adatait legjobban illesztő  $\langle k_T^2 \rangle$  paraméter  $\sqrt{s}$  és skálafüggése. Az LO elméleti számolásokat *szaggatott vonallal* az NLO esetet *sima vonallal* ábrázoltam. A becsült hibát *pontozott vonal jelzi*. Bal panel: LO és NLO számolások  $Q = p_{T,jet}/2$  skálával. Jobb panel: NLO számolások  $Q = p_{T,jet}$  skálánál.

A proton-proton ütközésekben keltett hadronok produkciójának vizsgálatát, az LO és az NLO számolások konkrét példákban való összehasonlításával szeretném zárni a [9] cikkemben leírtakat felhasználva. A II. 25. ábráról leolvasható  $\langle k_T^2 \rangle$  felhasználásával elkészítettem a CERN ISR energiás  $pp$  ütközésekben keltett pionok spektrumát LO és NLO esetben a különböző skáláknál.

A II. 26. ábra *felső sorában*  $\sqrt{s_{NN}} = 27,4$  GeV-es tömegközépponti energián,  $pp$  ütközésben keltett töltött pionok spektruma látható. A *középső sorban* a [24] kísérleti eredmények/elméleti számolások [1, 2] (Data/Theory –  $D/T$ ) arányát ábrázoltam. A *legalsó sorban* a töltött  $\pi^-/\pi^+$  produkciók arányát rajzoltam fel. Az *első oszlop* a korábbi II. 15. ábra utolsó oszlopát mutatja. Az itt bemutatott LO számolásban a  $\langle k_T^2 \rangle = 2,2$  GeV<sup>2</sup> volt a  $Q = p_{T,jet}/2$  skálaválasztás mellett. A *középső oszlop* NLO számolás eredményét mutatja, de a kétszeres  $Q = p_{T,jet}$ , skála mellett. Összhangban a II. 25. ábra *jobb grafikonjával*, a  $\langle k_T^2 \rangle$  értéke – hibán belül – azonos a LO esetbeli nagysággal  $\sim 1,9$  GeV<sup>2</sup>. A kísérleti



II.26. ábra: Pionprodukción  $\sqrt{s_{NN}} = 27,4$  GeV energiás  $pp$  ütközésben a [24] kísérleti adatok alapján. A számolások LO és NLO spektrumait a *felső panelek* tartalmazzák. A kísérleti/elméleti ( $D/T$ ) és a  $\pi^-/\pi^+$  arányokat pedig a *középső és alsó panelek* mutatják.

adat/elméleti számolás ( $D/T$ ) lineáris görbéjén az eltérés valamivel nagyobb mint a LO számolás esetében, de a  $p_T$ -spektrumban és a  $\pi^-/\pi^+$  arányban nincs eltérés. A *harmadik oszlop* szintén NLO számolást mutat  $Q = p_{T,jet}/2$  skála használata mellett számolva. Ekkor a  $\langle k_T^2 \rangle = 1,1$  GeV<sup>2</sup>-re csökken, miközben a  $D/T$  arány 1-hez közeli marad.

Összegzésként tehát elmondható, hogy az elsőrendű korrekciókat tartalmazó NLO számolások – az LO esethez hasonlóan – igénylik a belső- $k_T$  paraméter bevezetését. A belső transzverzális impulzuseloszlás segítségével a  $pp$  ütközésekben mért pionspektrumokra a közepes-, és nagy- $p_T$  tartományban is jól egyeznek az elméleti eredmények és a kísérleti mérések adatai.



### III Hadronok keltése proton-atommag ütközésben

A proton-proton ütközések tárgyalása során a partonokra bevezetett belső transzverzális impulzuseloszlás elméletileg önmagában is igen érdekes mennyiség, ugyanakkor kísérletileg is mérhető. További előnye, hogy segítségével nagy  $p_T$  esetén jól működő pQCD alapú parton modell számolások kiterjeszthetők a közepes  $p_T$  tartományokra is. Ezzel a fenomenologikus módszerrel a kísérleti eredmények reprodukálásának pontossága a proton-(anti)proton ütközésekben keletkező pionok spektrumának esetében akár  $\sim 10\% - 20\%$  is lehet. Fenomenologikus modellemben eddig erre a mennyiségre koncentráltam. Meg fogom mutatni, hogy adott ütközési paraméternél az atommaggal ütköző proton magon belüli többszörös *szemihard* szórásának leírása is lehetséges ezen transzverzális szabadsági fokok bevezetésén keresztül. A többszörös szórás<sup>29</sup> következtében a belső  $k_T$ -t leíró Gauss-függvény az atommagban kiszélesedik, *semihard* ütközésenként egy átlagos impulzusértékkel megnövekszik. Ennek lesz következménye az értekezésem címűl választott *Cronin-effektus*.

Ebben a második részben áttérek a proton-atommag ( $pA$ ) ütközések tárgyalására. Vizsgálatom fő célja a  $pA$  ütközésekben, nulla rapiditás közelében – az ún. midrapiditásnál –, keltett hadronok spektrumának analízise. A leírásban tekintetbe kell venni a *kezdőállapot* *effektusokat*<sup>30</sup>, amelyek az előző részben tárgyalt partonikus, *hard* folyamatok előtt fejtik ki hatásukat. Ezek a fenomenologikus kezdőállapot *effektusok* tartalmazzák a proton-atommag reakcióban az ütközés geometriai tulajdonságait (ütközési paraméter, átfedési függvény, magsűrűség), valamint az atommagok szerkezetéből adódó *soft* és *semihard* ha-

<sup>29</sup>Multiple scattering vagy multiscattering.

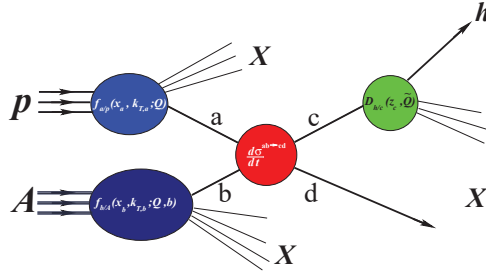
<sup>30</sup>IS – Initial state effects.

tásokat (többszörös nukleon-nukleon szórás, gerjeszések, magerők, árnyékolás a magban, másodlagos kölcsönhatások).

A proton-atommag ütközésekben keltett hadronok spektrumát először az alacsonyabb CERN SPS illetve FNAL energiákon, a  $\sqrt{s_{NN}} \approx 20 - 40$  GeV tartományban vizsgálom. A mért kísérleti adatokkal összevetem elméleti számolásaimat. A elméletem alapján az alacsonyabb CERN SPS és FNAL energiákon levont tapasztalataimat ezután kiterjesztem a magasabb RHIC energiájú,  $\sqrt{s_{NN}} \approx 60 - 200$  GeV-es,  $dAu$  ütközésekre.

### III.1 Proton-atommag ütközés parton modellje

Proton-atommag ütközések parton modellel történő leírása könnyen származtatható a (II.1) egyenlet alapján. Első lépésként az egyszerűbb, konvencionális parton modellt alkalmazva, általánosított esetben szemléltetem a  $pA$  ütközésekben keltett  $h$  hadronok inkluzív hatáskeresztmetszetének meghatározását. A következőkben majd ezt a képet egészítem ki a belső transzverzális impulzuseloszlás kiszélesedésének bevezetésével.



III. 27. ábra: A faktorizáció tétele a  $p + A \rightarrow h + X$  reakció példáján.

A III. 27. ábrán látható sematikus  $p + A \rightarrow h + X$  folyamat leírására könnyen kiterjeszthető a faktorizáció tétele. Az atommag belső nukleon-szerkezetéről alkotott kép alapján, legegyszerűbb közelítésben, a  $pA$  ütközés geometriája a II. fejezet II.9. ábrája alapján

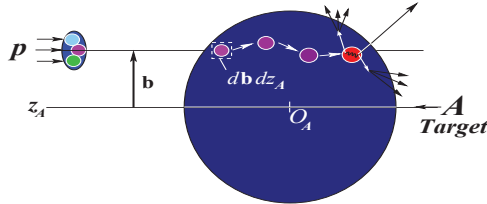
bemutatott  $p + p(n) \rightarrow h + X$  reakciók szuperpozíciójaként modellezhető:

$$E_h \frac{d^3\sigma_h^{pA}}{d^3p_h} = \sum_{abcd} \int d^2\mathbf{b} \, t_A(\mathbf{b}) \int dx_a dx_b \, f_{a/p}(x_a, Q^2) f_{b/A}(x_b, Q^2; \mathbf{b}) \times \\ \times \frac{d\sigma^{ab \rightarrow cd}}{dt} \left[ \frac{D_c^h(z_h, \tilde{Q}^2)}{\pi z_h^2} \right]. \quad (\text{III.1})$$

Összehasonlítva a (II.26) és a fenti (III.1) egyenleteket látható, hogy  $pA$  esetben csak a hard szórást megelőzően van különbség. A partonikus hatáskeresztmetszet és a fragmentációt megadó FF változatlan a  $pp$  tárgyalásához képest. A kezdőállapotbeli különbségek egyrészt geometriai jellegűek, melyek a  $\mathbf{b}$  ütközési paraméterről függő  $-t_A(\mathbf{b})$  vastagsági függvény által jelennek meg, másrésről az  $A$  atommag partonszerkezetére vonatkozó  $f_{b/A}(x_b, Q^2; \mathbf{b})$  nukleáris PDF segítségével építhetőek a modellbe.

### III.1.1 Ütközési geometria $pA$ ütközésekben – Glauber modell

A Glauber modell a proton-atommag ütközések geometriai leírására szolgál és az adott  $\mathbf{b}$  ütközési paraméter értéknél bekövetkező  $\langle N_{bin}(\mathbf{b}) \rangle$  átlagos (bináris) nukleon-nukleon ( $NN$ ) ütközések számáról ad számot. A modell elméleti hátterét R.J. Glauber dolgoza ki az '50-es években, majd később V.N. Gribov tökéletesítette [87, 88]. A kézenfekvő modell ellenére a kísérleti mérések szempontjából, mind a  $\mathbf{b}$  ütközési paraméter, mind pedig az  $\langle N_{bin}(\mathbf{b}) \rangle$  meghatározása, bonyolult rekurzív analízis szolgál [89, 90, 91].



III.28 ábra: Proton és atommag ütközése  $b$  ütközési paraméterrel jellemzett centralitásnál.

A Glauber modell szerint a 'target' atommag első közelítésben  $A$  számú független nukleonból áll. Ezekkel ütközik rugalmasan a nyaláb protonja (nukleonja) a III.28. ábra sémája szerint. Feltételezve, hogy a nyaláb nukleonja *közel egyenes pályán halad* a targetben bekövetkező  $NN$  ütközések között, megadható egy, az atommagon belüli szabad úthossz. Ennek átlagos nagysága kapcsolható geometriailag a magot – közel egyenletesen – kitöltő  $A$  számú nukleonhoz.

Nagy energiás esetben a fenti naív kép nehezen tartható fenn. Ekkor a  $\langle k_T^2 \rangle_{pp}$  kiszélesedését okozó, nagy impulzuscserre miatt az atommagon belüli ütközések egyre kevésbé tekinthetők rugalmas  $NN$  ütközésekként. Ezt interpretáljuk a *szemihard* ütközésekkel, amelyeken rugalmatlan, vagy kis-szögű rugalmas nukleon-nukleon ütközéseket értek. Ez a kép lehetővé teszi számunkra, hogy a Glauber modellt igen nagy impulzuscserék esetében is használhassuk. A bináris ütközések száma ekkor a „nukleon kép„ helyett egyre inkább a partonanyagon áthaladó, nukleon-szerű, diffúz partonfelhő szabad úthosszával hozható összefüggésbe.<sup>31</sup>

### NUKLEÁRIS ÁTFEDÉSI FÜGGVÉNY – $t_A(\mathbf{b})$

A Glauber-féle leíráshoz definiáljuk a (III.1) egyenletben szereplő  $t_A(\mathbf{b})$  *vastagsági függvényt*, mellyel meghatározhatjuk a  $[\mathbf{b}, \mathbf{b} + d\mathbf{b}]$  intervallumban a lehetséges  $NN$  ütközések számát. Egy  $A$  tömegszámú atommag esetében ehhez a következő normálási feltétellel rögzíthetjük a maximális ütközések számát:

$$\int_0^{\mathbf{b}_{max}} t_A(\mathbf{b}) d^2\mathbf{b} = \int_0^{\mathbf{b}_{max}} d^2\mathbf{b} \int dz \rho(\mathbf{b}, z) = A, \quad (\text{III.2})$$

ahol a  $\rho(\mathbf{b}, z)$  a magsűrűség-eloszlás. A fenti (III.2) definíció és az inelasztikus  $NN$  hatáskeresztmetszet segítségével az atommagon belüli rugalmatlan  $NN$  szórások számát is megadhatjuk:  $\sigma_{NN}^{in} t_A(\mathbf{b}) d^2\mathbf{b}$ . Az  $\sigma_{NN}^{in} \approx 30$  mb-os értéket közelítőleg konstansnak vehetjük a  $3 \text{ GeV} \lesssim \sqrt{s_{NN}} \lesssim 100 \text{ GeV}$  tömegközépponti energiatartományban [26, 89].

<sup>31</sup> Alacsonyabb energiákon a  $Z$  töltésű mag és a nukleon közötti Coulomb kölcsönhatást már nem hanyagolhatjuk el, a nyaláb részecske pályája ekkor nem egyenes a magon belül. Ezeket a korrekciókat a Coulomb potenciál által módosított Glauber modell írja le [92].

Amennyiben az ütközésben részt vevő nukleonok polarizálatlanok, akkor a  $t(\mathbf{b})d^2\mathbf{b}$  valószínűség csak az ütközési paraméter  $b = |\mathbf{b}|$  nagyságától függ. Ekkor az átfedési függvény is átírható a  $t(b) = t(b)$  alakra. Ezzel együtt a (III.2) normálás is egydimenziós integrállá egyszerűsödik. A továbbiakban mindenütt ezt az egydimenziós  $b$  impakt paramétert fogom használni.

### AZ ATOMMAG NUKLEÁRIS SŰRŰSÉGELOSZLÁSA

Az elektron-atommag ( $eA$ ) szórások alapján meghatározható az atommagok töltéeloszlása, amelyből az atommag  $\rho(b, z)$  magsűrűség-eloszlására következtethetünk. Az  $eA$  mérésekből ismert eloszlásokat különböző modellek alapján egyszerűbb eloszlásfüggvényekkel illesztik. Az egyszerűsített magmodellek ezáltal néhány konstans paraméterrel tetszőleges méretű atommagra alkalmazhatóak. Ezek közül néhány általam használt nukleáris sűrűségeloszlás-modellt bemutatok:

**Éles felületű, tömör gömb:** A legegyszerűbb modellben az atommagot homogén sűrűségeloszlású, jól definiált sugarú gömbnek tekintjük. A proton-atommag átfedési-függvény ekkor a következő alakú lesz:

$$t_A(b) = 2\rho_0\sqrt{R_A^2 - b^2}, \quad (\text{III.3})$$

ahol az  $R_A = 1,14 A^{1/3}$  az atommag sugara, és  $\rho_0 = 0,16 \text{ fm}^{-3}$  az egyensúlyi alapállapotú maganyag sűrűsége. Általában kis tömegű,  $A \lesssim 10 - 16$  magokra alkalmazható realizisztikusan.

**A deutérium eloszlása:** Alacsony energiás  $\sqrt{s_{NN}} \sim 1 - 10 \text{ GeV}$   $dA$  ütközésekben a deutérium, mint atommagot, azaz mint kötött rendszert kell tekintenünk. Ekkor a kísérletileg mért [93] vagy [94] publikációkban megadott sűrűség-eloszlást szokás használni. Azonban nagyenergiás ütközésekben kapott eredményeim azt mutatták, hogy nincs releváns különbség a fenti eloszlások és a független pontszerű proton és neutron PDF-ek szupezpozíciójával számolt eredményekben.

**A Gauss-eloszlás:** Kis és közepes magok, centrális  $pA$  ütközéseit írja le jó közelítéssel:

$$\rho(b) = \frac{\rho_0}{4\pi r_0^2} \cdot e^{-\frac{b^2}{4r_0^2}}. \quad (\text{III.4})$$

A  $\rho_0$  átlagos magsűrűséget és az átlagos  $r_0$  magsugarat táblázatokból vehetjük. Számolásaimban Gauss-eloszlást csak tesztelések, gyors becslések kapcsán használtam.

**A Woods – Saxon-eloszlás:** Közepes és nagy ( $A \gtrsim 40$ ) magok realisztikus leírását adja a – pontos mérések alapján illesztett – Woods – Saxon-eloszlás:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{\frac{r-r_0}{c}}}, \quad (\text{III.5})$$

ahol  $\rho_0$  a mag belső átlagsűrűsége,  $r_0$  az atommag átlagos sugara és  $c$  pedig az atommag felületi sűrűség-lecsengése. Arany target esetében pl. ezek az értékek:  $\rho_0 = 0,169 \text{ fm}^{-3}$ ,  $r_0 = 6,38 \text{ fm}$  és  $a = 0,535 \text{ fm}$ .

Számolásaimban használt magsűrűség-eloszlás modellek a midrapiditásnál vett *minimum bias*<sup>32</sup> hadronprodukciónál jól reprodukálják. A hadronprodukciónál centralitásfüggését vizsgálva viszont a legcentrálisabb és legperiférikusabb ütközésekben kapott eredmények modelleként különbözhetnek, ld. még a III.3.1. alfejezetet.

## III.2 Belső $k_T$ proton-atommag ütközésekben

A  $pA$  ütközésekben Glauber modell alapján meghatározható a  $\nu_A(b) = \sigma_{NN}^m \cdot t_A(b)$ , azaz a lehetséges  $NN$  ütközések száma a  $b$  ütközési paraméternél. A konvencionális parton modellben az egyes  $NN$  ütközések hadronprodukciónál szuperponálódik az ütközési szám-szorosára. A (III.2) normálási feltételnek köszönhetően az elméleti módon számolt minimum bias proton-atommag ütközések hadronspektruma a proton-proton spektrum  $A$ -szorosa.

Nagy transzverzális impulzusoknál ez a skálázás jól működik, azonban a közepes  $3 \text{ GeV} \lesssim p_T \lesssim 6 \text{ GeV}$  tartományban – a Cronin-effektus miatt – nem teljesül. Itt a keltett hadronok hozama nagyobb, mint a  $pp$  ütközésekbeli hadronprodukciónál  $A$ -val való skálázásából várható. Ez a kísérleti eredmény motiválta a konvencionális, 1-dimenziós parton modell kiterjesztését – a transzverzális szabadsági fokok figyelembevételével.

<sup>32</sup>A teljes (periférikustól a centrális) ütközési paramétertartományra felintegrált – centralitásfüggetlen – kísérleti adatok.

### III.2.1 Többszörös szórás az atommagban

A proton-proton ütközések esetében bevezetett belső  $k_T$  paraméter jelentősége az egyrézszecke spektrumok számolásakor a közepes  $p_T$  tartományban igazán közvetve érezhető: az elméleti modellszámítások nagyobb  $p_T$  tartományban és jobban egyeznek a kísérleti spektrumokkal. Proton-proton ütközésekben a  $\langle k_T^2 \rangle_{pp}$  paraméter direkt mérése nehezen megvalósítható. A belső- $k_T$  jelenlétének direkt bizonyítására ezidáig csak a komplexebb kétrészecske korrelációk (pl. jet-jet korrelációk) adnak lehetőséget [57, 95]. Szerencsésebb a helyzet a többszörös szórás következtében az atommagon belül fellépő belső  $k_T$  nukleáris kiszélesedéssel, amely direkt módon megfigyelhető a Cronin-effektus által. Ennek egy elméleti tárgyalását mutatom most be [1].

Tekintsük a III. 28. ábra alapján a 'target' atommagon belül a 'nyaláb' proton (és parton-jai) többszörösen szóródnak, ütközésenként egy-egy véletlen irányú és nagyságú lendületet felvéve. Ennek következménye, hogy a magon áthaladó partonok a transzverzális impulzus síkjában egyre nagyobb átlagos impulzussal fognak rendelkezni. A véletlen impulzuscserék eredményeként a transzverzális eloszlás, azaz a  $pp$  esetben definiált Gauss-függvényt jellemző félérték-szélesség megnő. Természetesen az átlagos impulzus kiszélesedés függ az ütközés centralitásától. A nyaláb-proton partonjainak  $b$  impakt paramétertől függő transzverzális impulzuseloszlása ekkor a következő módon írható le:

$$g_{a/p}(\mathbf{k}_{T,a}, b) := \frac{1}{\pi \langle k_{T,a}^2(b) \rangle_{pA}} e^{-\frac{k_{T,a}^2}{\langle k_{T,a}^2(b) \rangle_{pA}}}, \quad (\text{III.6})$$

ahol a nyaláb-protonra jellemző megnövekedett impulzus szélesség négyzete a következő:

$$\langle k_{T,a}^2(b) \rangle_{pA} := \langle k_{T,a}^2 \rangle_{pp} + C_{pA} \cdot h_{pA}(b). \quad (\text{III.7})$$

Itt a  $\langle k_T^2 \rangle_{pp}$  a proton-proton ütközésekben meghatározott félértékszélesség. A  $h_{pA}(b)$  a  $b$  impakt paraméter esetén fellépő *effektív nukleon-nukleon (NN) ütközések száma*, amelyekben átlagosan  $C_{pA}$  extra transzverzális impulzus-kiszélesedés négyzet lép fel. A  $C_{pA} \cdot h_{pA}(b)$  szorzat elméletileg többféleképpen értelmezhető. A helyes interpretációt a kísérleti adatok részletes elemzéséből kaphatjuk meg.

A nyaláb-proton útjába kerülő target-nukleonok részt vesznek a többszörös szemihard szórási folyamatban, de nagy impulzusú végállapotú  $h$  hadron csak egyetlen ütközésben fog

keletkezni. Ez az „utolsó” target-nukleon vesz részt abban a nagy impulzuscserevel jellemzett ütközésben, amit a pQCD modell ír le. Ezen nukleonra jellemző belső  $k_T$  paraméter azonban csak az alapértéket veszi fel, azaz megegyezik a  $pp$  ütközésben meghatározott értékkel. Tehát a korábban használt (II.42) függvényalakot megtartva az atommagbéli nukleon transzverzális impulzuseloszlása:

$$g_{b/A}(\mathbf{k}_{T,b}) := \frac{1}{\pi \langle k_{T,b}^2 \rangle_{pp}} e^{-\frac{k_{T,b}^2}{\langle k_{T,b}^2 \rangle_{pp}}} . \quad (\text{III.8})$$

A korábbi (II.43) egyenlet módosításával, a többszörös szórást, azaz az atommagbéli belső  $k_T$  kiszélesedést is figyelembe véve a következő kifejezéssel adhatjuk meg a  $p + A \rightarrow h + X$  reakcióban keltett  $h$  hadron produkcióját:

$$\begin{aligned} E_h \frac{d^3\sigma_h^{pA}}{d^3p_h} &= \sum_{abcd} \int db \, t_A(b) \int dx_a dx_b d^2\mathbf{k}_{T,a} d^2\mathbf{k}_{T,b} \times \\ &\times f_{a/p}(x_a, \mathbf{k}_{T,a}, Q^2; b) \cdot f_{b/A}(x_b, \mathbf{k}_{T,b}, Q^2, b) \frac{d\sigma^{ab \rightarrow cd}}{d\hat{t}} \left[ \frac{D_c^h(z_h, \bar{Q}^2)}{\pi z_h^2} \right] . \end{aligned} \quad (\text{III.9})$$

Az itt bevezetett jelölések értelme a (III.6) és (III.8) egyenletek alapján:

$$\begin{aligned} f_{a/p}(x_a, \mathbf{k}_{T,a}, Q^2; b) &= f_{a/p}(x_a, Q^2) \cdot g_{a/p}(\mathbf{k}_{T,a}; b) , \\ f_{b/A}(x_b, \mathbf{k}_{T,b}, Q^2; b) &= f_{b/A}(x_b, Q^2; b) \cdot g_{b/A}(\mathbf{k}_{T,b}) . \end{aligned} \quad (\text{III.10})$$

A (III.10) kifejezésben szereplő  $f_{a/p}(x_a, Q^2)$  megegyezik a proton-proton ütközések tárgyalása során definiált PDF-ekkel, a  $f_{b/A}(x_b, Q^2; b)$  pedig – a későbbiekben definiálandó – nukleáris partoneloszlás függvény. Végül a többszörös szórás hatása a  $g_{a/p}(\mathbf{k}_{T,a}, b)$  tagban jelentkezik.

Ezzel formálisan megadtuk a proton-atommag ütközésben a hadronprodukciónak a kiszámolásának módját. A konkrét numerikus számítások elvégzéséhez szükségünk van még a  $h_{pA}(b)$  effektív ütközési szám meghatározására.

#### A $C \cdot h_{pA}(b)$ NUKLEÁRIS KISZÉLESEDÉS INTERPRETÁCIÓJA

A szakirodalomból kétféle interpretációt ismerünk. Az egyik megközelítés a szokásos *Glauber-modelle*re épül, azaz a nyaláb nukleon minden geometriailag útjába eső magbéli



nukleonon szóródni fog [47]. A másik álláspont a *telített Glauber modell*, mely azt jósolja, hogy az ütközési szám egy maximális érték elérése után már nincs további hatás [77].

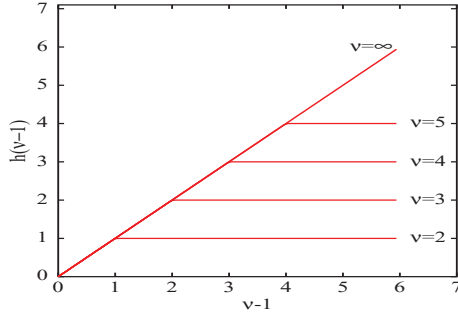
**Többszörös szórás a Glauber-modellben:** Naívan feltételezhetjük, hogy a nyaláb protonja az  $A$  target-atommagon keresztülhaladva minden „útjába eső” nukleonnal (kis impulzuscserével) ütközni fog, majd a „legutolsó” ütközésben részt vesz egy nagy impulzuscseréjű reakcióban. Ekkor a  $h_{pA}^{all}(b)$  effektív nukleon-nukleon ütközési számot a következőképp adhatjuk meg:

$$h_{pA}^{all}(b) := \nu_A(b) - 1, \quad \text{ahol} \quad \nu_A = \sigma_{NN}^{in} t_A(b). \quad (\text{III.11})$$

Ebben a képletben a  $\nu_A(b)$  a  $b$  impakt paraméternél vett ütközési szám, a  $\sigma_{NN}^{in}$  pedig a *rugalmatlan nukleon-nukleon szórás hatáskeresztmetszete*. A (III.7) egyenletet ekkor:

$$\langle k_T^2(b) \rangle_{pA} := \langle k_T^2 \rangle_{pp} + C_{pA}^{all} \cdot h_{pA}^{all}(b) \quad (\text{III.12})$$

alakba írjuk. A III.29 ábán látható, hogy az effektív  $NN$  ütközési szám a Glauber modell esetében csak a  $b$  ütközési paramétertől függ – ez szabja meg a maximális ütközési számot. Az egy ütközésre eső  $C_{pA}^{all}$  átlagos impulzuskiszélesedés-négyszert, ez esetben függ az  $A$  target atommag méretétől.



III.29. ábra: A  $h_{pA}(b) = \nu_{max}(b) - 1$  effektív nukleon-nukleon ütközési szám.

Várakozásunk szerint az egy ütközésre eső  $C_{pA}^{all}$  kiszélesedés független az  $A$  céltárgy nagyságától. Azonban a Papp–Lévai–Fai elemzés [77] különböző target atomma-

gokra különböző értéket adott:  $p + A \rightarrow \pi^0 + X$  reakciókban  $Be$ ,  $Ti$ , és  $W$  targetre  $C_{pBe}^{all} = 0,8 \pm 0,2 \text{ GeV}^2$ ,  $C_{pTi}^{all} = 0,4 \pm 0,2 \text{ GeV}^2$  és  $C_{pW}^{all} = 0,3 \pm 0,2 \text{ GeV}^2$ . Ez ellentétben áll a  $C_{pBe}^{all} = C_{pTi}^{all} = C_{pW}^{all}$  elméleti elvárással. Ezért a következő javított Glauber modellt javasolták.

**A telített Glauber modell:** Az alacsonyabb AGS és SPS energiákon elvégzett [96, 97, 98, 99] mérések eredményei ellentmondanak a fenti Glauber-modellnek, azaz a szemi-hard  $NN$  ütközési szám kevesebb, mint a  $\nu_{max}(b) - 1$ . Noha ennek direkt bizonyítása külön részletes analízist igényelne, a szakirodalomban több különböző elméleti modell is elterjedt magyarázataként [77, 100, 101]. A modellek abban közösek, hogy feltételezik a nyaláb-proton ütközések által bekövetkezett „fel-le gerjesztődését”. Ez alatt a *koherencia idő* alatt már gerjesztett nukleonként vagy parton felhőként hat kölcsön az útjába eső nukleonokkal: az ütközések száma telítődik (szaturálódik). Ezt a fizikai jelenséget egy eltolt lépcsőfüggvénnyel megadott effektív nukleon-nukleon ütközésszámmal jellemezhetjük. A Papp–Lévai–Fai elemzés [77] azt mutatta, hogy maximálisan  $\sim 3 - 4$  ütközés jön létre, azaz:

$$h_{pA}^{sat}(b) = \begin{cases} 0 & \text{ha} & \nu_A(b) < 1 \\ \nu_A(b) - 1 & \text{ha} & 1 \leq \nu_A(b) < 4 \\ 3 & \text{ha} & \nu_A(b) \geq 4 \end{cases} \quad (\text{III.13})$$

Az (III.7) egyenlet alakja most a következő lesz:

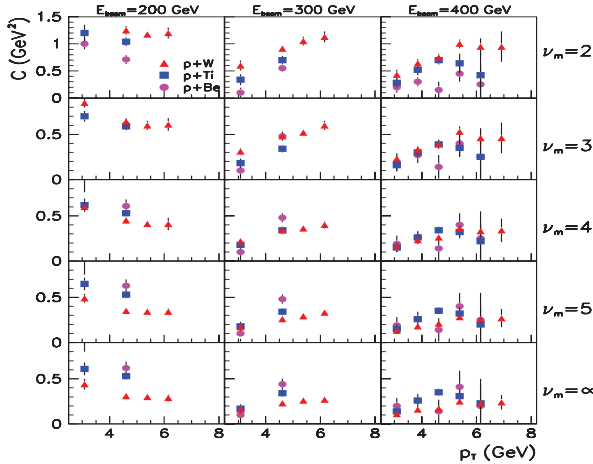
$$\langle k_T^2(b) \rangle_{pA} := \langle k_T^2 \rangle_{pp} + C_{pA}^{sat} \cdot h_{pA}^{sat}(b), \quad (\text{III.14})$$

amelyben szereplő  $C_{pA}^{sat}$  ún. *telített Cronin-faktort* már ténylegesen függetlennek találták az  $A$  target nagyságától. A  $p + A \rightarrow \pi^0 + X$  reakciókban ( $E_{lab} = 400 \text{ GeV}$ ) a telített Cronin-faktor értéke [1, 77] alapján:  $C_{pA}^{sat} h_{pA}^{sat} = C_{pA}^{all} h_{pA}^{all} \approx 1,2 \pm 0,2 \text{ GeV}^2$ .

Ennek hatása látható a III. 30. ábrán,  $\sqrt{s_{NN}} = 19,4 \text{ GeV}$ ,  $23,8 \text{ GeV}$  és  $27,4 \text{ GeV}$  energiákon. A  $pBe$  (pontok),  $pTi$  (négyzetek) és  $pW$  (háromszögek) ütközésekben keltett pionprodukciókat illesztő  $C_{pA}$ -t ábrázoltam a  $p_T$  függvényében. Az egyes sorokban a telítés maximális  $\nu_{max}$  ütközési szám értékét rögzítettem. (A  $\nu_{max} = \infty$  a hagyományos Glauber modellszámítás).

Változtatva a  $\nu_{max}$  telítődési maximumot,  $\nu_{max} = 3 - 4$  között a  $pBe$ ,  $pTi$  és  $pW$  ütközések esetén kapott pontok egybeesnek, meghatározva az azonos átlagos

$C_{pA}^{sat} \approx 0.35 \pm 0,05 \text{ GeV}^2$  értéket. Az így kapott modellben tehát a  $C_{pA}^{sat}$  univerzálisan használható minden méretű target atommag esetében.



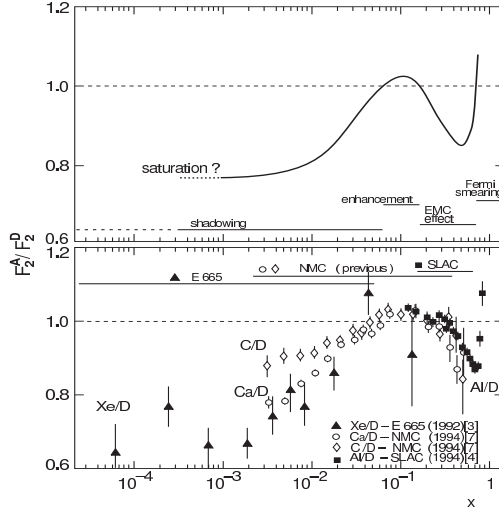
III. 30. ábra: Rögzített telítési  $\nu_m = \nu_{max}$  ütközési szám mellett a  $pBe$ ,  $pTi$ , és  $pW$  [24] méréseket legjobban fittelő átlagos impulzus-kiszélesedés,  $C = C_{pA}^{sat}$  függése a target méretétől és a  $p_T$ -től.

Értekezésemben a továbbiakban a telített ütközési modellt fogom használni. A töltött pionprodukciónak az analízise során a fenti  $C_{pA}^{sat} \approx 0.35 \pm 0,05 \text{ GeV}^2$  illetve  $\nu_{max} = 3 - 4$  értékeket választom.

### III.3 Atommag partoneloszás függvénye

A  $pA$  ütközés leírásához szükség van a (III.1) egyenletben megadott  $f_{a/A}(x_a, Q^2, b)$  nukleáris partoneloszlás függvényre (nPDF), mely az atommag – egyik nukleonjából származó – parton eloszlását adja meg. Az atommagokra vonatkozó nPDF-ek felírásának

legegyszerűbb módja, ha a problémát visszavezetjük a már ismert, nukleonra vonatkozó partoneloszlás függvényekre. A szabad nukleonokra vonatkozó PDF-ek lineárkombinációja azonban különbözik az  $eA$  mélyen rugalmatlan szórásban kísérletileg mért nPDF-ektől. [102, 103, 104]. Az eltérést az  $F_2^A(x)$  az  $A$  atommag és a  $F_2^D(x)$  deutérium DIS-ben



III.31. ábra: Nukleáris effektusok az  $R_F^A(x) = F_2^A(x)/F_2^D(x)$  arány által. *Felső panel:* fenomenologikus görbe, *alsó panel:* mérési eredmények az EMC [102, 103] és NMC [104] összefoglaló publikációk alapján.

mért struktúra függvényei segítségével fejezhetjük ki:

$$R_{F_2}^A(x) \approx \frac{F_2^A(x)/A}{F_2^D(x)/2}. \quad (\text{III.15})$$

A III.31. ábra *alsó grafikonján* az (III.15) arány mérési eredményei láthatóak, amit az EMC [102, 103] és NMC [104] publikációk foglalnak össze.<sup>33</sup> E mérési eredményekre különböző Bjorken- $x$  tartományokban más-más fenomenologikus elméleti magyarázat adható, amelyeket a következőképp osztályozhatunk (ld. III.31. ábra *felső panelje*):

<sup>33</sup>EMC – European Muon Collaboration, NMC – New Muon Collaboration

**Az  $x \lesssim 0,1$  eset:** atommagbeli árnyékolás (shadowing) tartománya,  $R_{F_2}^A(x) < 1$ .

**A  $0,1 \lesssim x \lesssim 0,3$  eset:** atommagbeli anti-árnyékolás (anti-shadowing),  $R_{F_2}^A(x) > 1$ .

**A  $0,3 \lesssim x \lesssim 0,7$  eset:** az EMC effektus régiója.

**Az  $x \gtrsim 0,7$  eset:** a Fermi mozgás hatásának tartománya.

Az  $R_{F_2}^A(x)$  magyarázatán és az atommagok partoneloszlás függvényeinek parametrizálásán több elméleti csoport is foglalkozik: Eskola – Kolhinen – Ruuskanen – Salgado (EKRS) [105, 106], Hirai – Kumano – Nagai (HKM) [34, 35], Li – Wang – Gyulassy (HIJING) [107, 108] illetve Vogt [109]. Az elméleti magyarázatokban közös, hogy két fő effektust vesznek figyelembe: az izospin átlagolást és az atommagon belüli árnyékolást. Ezen effektusok tekintetében bemutatom a szakirodalomban fellelhető néhány fontosabb parametrizációt (ld. [42, 110]).

### IZOSPIN ÁTLAGOLÁS

Az atommagok többségében a protonok és neutronok száma eltérő. Miután nagy számú ütközésekből kapott átlagos eredményekkel kell az elméleti számolásainkat összehasonlítani, a parametrizációk mindegyike *izospin átlagolást* alkalmaz.

Legegyszerűbb közelítésben a kölcsönhatásmentes nukleonokból álló mag nPDF-e a szabad protonok,  $f_{a/p}(x_a, Q^2)$ , és neutronok,  $f_{a/n}(x_a, Q^2)$  parton eloszlás függvényeinek a proton-, és neutronsám szerint vett lineárkombinációjaként áll elő:

$$f_{a/A}(x_a, Q^2, b) \sim \left[ \frac{Z}{A} f_{a/p}(x_a, Q^2) + \frac{A-Z}{A} f_{a/n}(x_a, Q^2) \right]. \quad (\text{III.16})$$

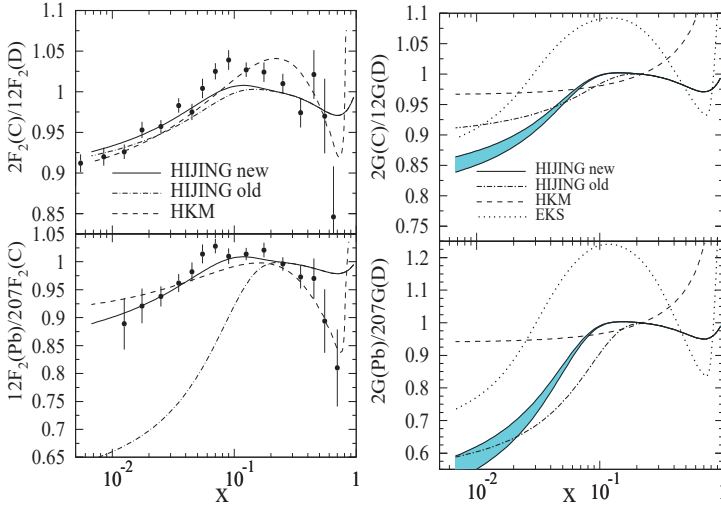
Az arányt egy  $x$  és  $b$  függő súlyfüggvény egészíti ki, amely a nukleáris közeg által okozott módosító hatást fejezi ki.

#### III.3.1 Árnyékolás az atommagban

A magon belüli kötött állapotot, illetve a magerők hatását a (III.16) egyenletben a *nukleáris árnyékolási függvény*,  $S_{a/A}(x_a, b)$  írja le. Az árnyékolási függvény hordozza a információt

a nukleáris effektusokról, ez adja meg a szabad nukleonok partoneloszár-összegétől való eltérést. Az árnyékolási függvény és a nukleonok PDF-ei alapján az  $x_a$  momentum hányad függés öröklődik. A különböző nPDF modellek hátterét az értekezés előző részében leírt LO GRV [31], NLO CTEQ [30] NLO MRST(cg) [32] illetve nukleon PDF parametrizációk bármelyike adhatja. Az nPDF DGLAP által meghatározott skálafejlődését pedig a nukleon PDF skálafüggése és a kísérleti adatok alapján határozható meg.

Lássuk most a különböző atommagbeli árnyékolások modelljeit. A HKM [34, 35], EKRS [105, 106], HIJING(old) [107], HIJING(new) [108] parametrizációkat ez utóbbi publikációbeli grafikonok felhasználásával a III. 32. ábrán mutatom be. A *felső panelek* a szén



III. 32. ábra: Atommagbeli árnyékolási függvények különböző modellek alapján: HKM [34, 35], EKRS, azaz EKS98 [105, 106], HIJING(old) [107], HIJING(new) [108].

(C) az alsó grafikonok pedig az ólom (Pb) atommag  $2F_2^A(x)/12F_2^D(x)$  struktura függvény illetve a gluon eloszlások  $2G_2^A(x)/12G_2^D(x)$  arányait mutatják az  $x$  változó függvényeként. A struktura függvények esetében a NMC [104] kísérleti adatok is ábrázolásra kerültek.

## EKRS-FÉLE ÁRNYÉKOLÁSI FÜGGVÉNY

Eskola – Kolhinen – Ruuskanen – Salgado (EKRS) [105, 106] által elvégzett DGLAP analízis a kísérleti adatokon és az ismert (GRV, MRST, CTEQ) szabad nukleon PDF-eken alapul. A módosítás ebben az esetben a szabad  $f_{a/p}(x, Q^2)$  illetve az atommagbéli kötött állapotú  $f_{a/(p)A}(x, Q^2)$  proton partoneloszlás arányát adja:

$$R_a^A(x, Q^2) = \frac{f_{a/(p)A}(x, Q^2)}{f_{a/p}(x, Q^2)} . \quad (\text{III.17})$$

Izoskalár magokban a kötött állapotú neutronra az izospin szimmetria  $f_{u(\bar{u})/(n)A} = f_{d(\bar{d})/(p)A}$  illetve  $f_{d(\bar{d})/(n)A} = f_{u(\bar{u})/(p)A}$  összefüggései által kaphatjuk meg a partoneloszlást.

Emellett az EKRS parametrizáció feltételezi, hogy a *valencia*-, ( $V$ ) és *tenger*- kvark ( $S$ ) járulékok módosító hatása kezdetben ízfüggetlen, azaz:  $R_{uV}^A(x, Q_0^2) \approx R_{dV}^A(x, Q_0^2) \approx R_V^A(x, Q_0^2)$  és  $R_u^A(x, Q_0^2) \approx R_d^A(x, Q_0^2) \approx R_s^A(x, Q_0^2) \approx R_s^A(x, Q_0^2)$  Ennek eredményeként három független arány megadására kell szorítkoznunk:  $R_S^A$ ,  $R_V^A$  és  $R_G^A$ , melyeket a  $Q_0^2 = m_c^2 = 2,25 \text{ GeV}^2$  skálánál határozták meg. A DGLAP elemzés eredményeként a skálafejlődés kiterjesztheti a fenti közelítéseket tetszőleges  $Q$  skálák esetére is.

## HKM-FÉLE ÁRNYÉKOLÁS

Drell-Yan hatáskeresztmetszetek és sok nukleáris  $F_A^2/F_A'^2$  struktúra függvény arányára vonatkozó kísérleti adat alapján (ld. EMC effektus) a  $\chi^2$  eljárással meghatározható egy optimális nukleáris partoneloszlás függvény (NPDF). Az NPDF-eket egy átlagolt nukleon PDF-ből súlyfüggvényekkel kaphatjuk meg [34, 35] alapján:

$$f_{a/A}(x_a, Q^2) := w_a(x_a, A, Z) \cdot f_{a/N}(x_a, Q^2) , \quad (\text{III.18})$$

ahol  $a \in \{u_v, d_v, \bar{q}, q\}$ , melyekből három meghatározható a barionszám, a töltés és az impulzus megmaradások alapján. A  $w_a(x_a, A, Z)$  különböző  $x$ -tartományokban igen eltérően viselkedhet, de szokásosan faktorizálható következő  $A$  és  $x$  függvények szorzatára:

$$w_a(x_a, A, Z) = 1 + \left(1 - \frac{1}{A^\alpha}\right) \cdot \frac{a_a(A, Z) + H_i(x)}{(1 - x_a)^{\beta_a}} . \quad (\text{III.19})$$

Az (III.19) egyenletben szereplő paraméterek:  $\alpha = 1/3$  és a  $a_a, \beta_a$  az  $x$  momentum hányad és a  $Q^2$  skála fix értékeire megadhatóak. A  $H_i(x)$  pedig illesztett másod vagy harmadfokú polinom.

A nagy,  $x \sim 1$  körül Drell-Yan-beli bizonytalanság és a gluonokra vonatkozó kísérleti adatok hiányossága miatt ezt a nukleáris súlyfüggvényes modellt ezidáig kevesen alkalmazták a nagyenergiás ütközések tárgyalásakor.

### HIJING-FÉLE ÁRNYÉKOLÁS

A HIJING Monte Carlo alapú jet produktiós modell a Wang–Gyulassy által meghatározott árnyékolási függvényt tartalmazza [107]. Ez a korai HIJING kód azonos árnyékolást adott mind a kvarkstruktúra függvények, mind pedig a gluon eloszlások esetében:

$$R^A(x) = \frac{f_{a/A}(x, Q_0)}{A \cdot f_{a/N}(x, Q_0)} = 1 + 1,19 \ln^{1/6} A \cdot [x^3 - 1,5(x_0 + x_L)x^2 + 3x_0x_Lx] + \\ - \left[ \alpha_A - \frac{1,08(A^{1/3} - 1)}{\ln(A + 1)} \sqrt{s} \right] e^{-x^2/x_0^2}, \quad \text{ahol } \alpha_A = 0,1(A^{1/3} - 1) \quad \text{(III.20)}$$

Ahol  $x_0 = 0,1$  és  $x_L = 0,7$  értékű paraméterek. Az ütközési paramétertől való függést az  $\alpha_A$  függvényen keresztül építhető be az egyenletekbe:

$$\alpha_A(b) = \frac{4}{3} \sqrt{1 - b^2/R_A^2} \cdot 0,1(A^{1/3} - 1), \quad \text{(III.21)}$$

ahol  $b$  az ütközési paraméter és  $R_A$  az  $A$  atommag sugara.

Az Li–Wang általi új HIJING kód erősebb gluon árnyékolást tartalmaz kis  $x$  értékekre [108]. Ezt láthatjuk a III.32. ábrán is. A kvark és gluon járulékok ütközési paramétertől független esetben a következők lesznek:

$$R_q^A(x) = 1,0 + 1,19 \log^{1/6} A \cdot (x^3 - 1,2x^2 + 0,21x) + \\ - s_q (A^{1/3} - 1)^{0,6} (1 - 3,5x^{0,5}) e^{-x^2/0,01}, \\ R_g^A(x) = 1,0 + 1,19 \log^{1/6} A \cdot (x^3 - 1,2x^2 + 0,21x) + \\ - s_g (A^{1/3} - 1)^{0,6} (1 - 1,5x^{0,35}) e^{-x^2/0,004}. \quad \text{(III.22)}$$

Ebben a kvark járulékokra  $s_q = 0,1$  és a gluonokra  $s_g = 0,24 - 0,28$  értékű paraméter. Az ütközési paramétertől való függést ezen  $s_a$  paraméter cseréjével írhatjuk be az egyenletekbe:

$$s_a(b) = \frac{5}{3} s_a \cdot [1 - b^2/R_A^2] \quad \text{ahol } R_A = 1,12 \cdot A^{1/3}. \quad \text{(III.23)}$$



## TOVÁBBI ÁRNYÉKOLÁSI FÜGGVÉNYEK

Természetesen léteznek további árnyékolási parametrizációk is. Ilyen például a  $dAu$  ütközések tárgyalása során bevezetett Vogt-féle árnyékolás [109], vagy a Guzey által javasolt [111] parametrizáció. Ide sorolandó még az erős gluon elnyomást jósoló *szín-üveg kondenzátumokon* (CGC)<sup>34</sup> alapuló modell [112]

Az ismertetett EKRS HKM és HIJING formalizmusok – egyszerűségük miatt – igen elterjedtek a szakirodalomban. Számolásimba én az új HIJING árnyékolást használtam, de ellenőrzésként olykor az EKRS parametrizációt is megvizsgáltam. A HKM parametizáció erős  $x \sim 1$  körüli anti-árnyékolása miatt nem került analízisembe. Minimum bias adatok értékelésénél az ütközési paraméter függés illetve annak elhagyása nem befolyásolja az eredményeket. A centralitástól való függés vizsgálatakor – amint azt a Cronin-effektus vizsgálata esetében bemutatom – jelentős eltérések jelentkezhetnek a  $b$  ütközési paraméter egyes tartományai között.

## III.4 Számolási eredmények proton-atommag ütközésekre

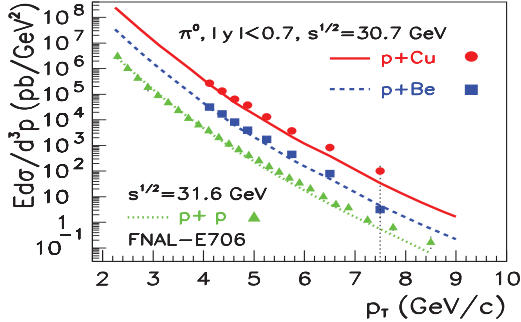
A elméleti tárgyalás során bemutattam, hogy  $pA$  ( $dAu$ ) ütközésekben a geometriai és a kezdőállapoti effektusok (többszörös szórás és az atommagbéli árnyékolás) határozzák meg a hadronprodukción. A minimum bias eredményekben a geometriai effektusok igen erőteljesek, az  $A$  atomtömeggel skáláznak. A kezdőállapoti nukleáris hatások ellenben csak kisebb, maximálisan 30%–50%-os változásokat okozhatnak. A Cronin-effektus azaz a kezdőállapoti nukleáris effektusok részletes analízisét a következő IV. fejezetben ismertetem. Jelen alfejezetben a geometriai hatásokat mutatom be elméleti számolásaim és kísérleti eredmények összehasonlítása által.

A minimum bias  $pA$  számolásokban a legnagyobb effektust az atommag méretéből adódó  $A$  tömegszámmal való skálázás okozza. Ez a hatás növeli meg a keltett részecskehozmakat közel a  $pp$  ütközések  $A$  szorosára. Jól látható ez az III.33. ábrán, ahol az FNAL-E706 [59, 113] kísérlet adatait hasonlítom össze számolásaimmal. A kísérletben proton nyalábot ütköztettek először proton targettel  $\sqrt{s_{NN}} = 31.6$  GeV-es tömegközépponti

---

<sup>34</sup>Color Glass Condensate

energián, majd berilium (*Be*) és réz (*Cu*) targetet vizsgáltak meg valamivel alacsonyabb  $\sqrt{s_{NN}} = 30.7$  GeV esetén. Mindegyik mérési összeállítás esetében a semleges  $\pi^0$  részecskéket mérték midrapiditásnál az  $|y| < 0.7$  tartományban. Az III. 33. ábrán a számolásaimat



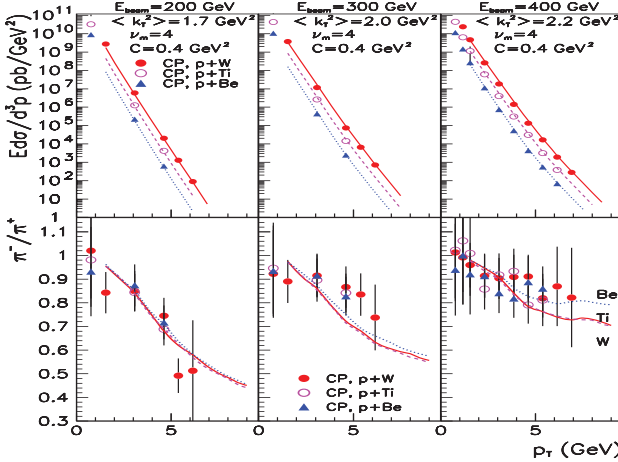
III. 33. ábra: A  $pp$ ,  $pBe$  és  $pCu$  ütközésekben keltett  $\pi^0$  spektrumok az FNAL-E706 [59, 113] kísérlete alapján. NLO pQCD számolásaim eredményei a pontokra illeszkedő görbék [9].

az előzőekben ismertetett modellem alapján végeztem el [9]-ben. Az NLO számolás paramétereit:  $\kappa = 2/3$ ,  $\langle k_T^2 \rangle = 2,0$  GeV<sup>2</sup>,  $C_{sat} = 0,35$  GeV<sup>2</sup>,  $\nu_{max} = 4$ . A magbeli árnyékolást az ütközési paramétertől nem függő HIJING árnyékolási modellből vettem.

Eredményeimet a kísérleti pontokon áthaladó görbék prezentálják: *pontozott* vonal  $pp$ , *szaggatott* vonal  $pBe$  és *sima* vonal  $pCu$ . Az egyezés – logaritmikus skála esetén – igen jó, noha nagy  $p_T$  értékeknél 30 – 50%-os eltérés mutatkozik. Mind a kísérleti, mind pedig az elméleti eredmények szépen tükrözik a geometriai skálázást  $A$ -val: nagyjából egy-egy nagyságrenddel emelkednek a görbék egymáshoz képest ( $A_{Be}/A_p \approx 9$  és  $A_{Cu}/A_{Be} \approx 7$ ).

Hasonló tendencia látható a III. 34. ábra felső sorában, ahol a  $pBe$ ,  $pTi$  és  $pW$  ütközésekben keltett  $\pi^+$  pozitív pionok  $p_T$  spektruma látható  $\sqrt{s_{NN}} = 19,4$  GeV, 23,8 GeV és 27,4 GeV tömegközépponti energiákon. A kísérleti pontok a CP kollaboráció [24] által közölt adatokat tükrözik. Az elméleti LO görbék [1] alapján sorban: *pontozott* vonal  $pBe$ ,

szaggatott vonal  $pTi$  végül *sim*a vonal  $pW$ . A magmérettel való skálazás itt is jól látható a grafikonokon:  $A_{Ti}/A_{Be} \approx 5$  és  $A_W/A_{Ti} \approx 4$ .



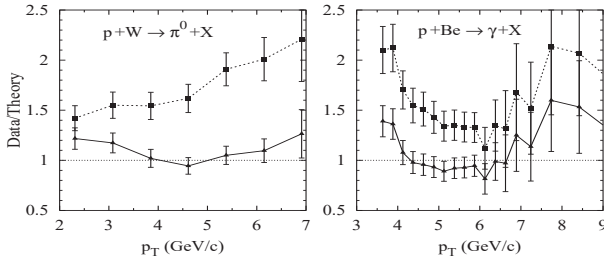
III.34 ábra: A  $pBe$ ,  $pTi$  és  $pW$  ütközésekben keltett  $\pi^+$  spektruma és a  $\pi^-/\pi^+$  arány  $\sqrt{s_{NN}} = 19,4$  GeV,  $23,8$  GeV és  $27,4$  GeV tömegközépponti energiákon [1, 24] cikkek alapján.

A számolások paramétereit:  $\kappa = 0,5$ ,  $C_{sat} = 0,4$  GeV<sup>2</sup>, valamint  $\nu_{max} = 4$ . A belső  $k_T$  értékei a különböző nyaláb energiákon sorban a II.14. ábra alapján:  $\langle k_T^2 \rangle = 1,7$  GeV<sup>2</sup> ( $E_{beam} = 200$  GeV);  $2,0$  GeV<sup>2</sup> ( $E_{beam} = 300$  GeV);  $2,2$  GeV<sup>2</sup> ( $E_{beam} = 400$  GeV). Az árnyékolási függvény az EKRS [105, 106] parametrizáció szerinti.

A III.34. ábra alsó sorában a töltött pionok  $\pi^-/\pi^+$  kísérleti arányát adtam meg  $pBe$ ,  $pTi$ , és  $pW$  ütközés esetében, mindhárom fenti ütközési energiaértéknél. Mind az elméleti számolás, mind pedig a kísérleti pontok a  $\pi^-/\pi^+$  arány növekedését mutatják az ütközési energia emelkedésével. Az elméleti görbék és a kísérleti pontok – hibán belül – azonos menetűek. Ez alól csak a  $pBe$  kísérletben  $\sqrt{s_{NN}} = 27,4$  GeV energián mért kissé növekvő

töltött pionarány képez kivételt. Pusztán az ütközésben részt vevő nyaláb és target magok proton/neutron  $Z/(A - Z) \sim 0.8 - 0.7$  arányát vizsgálva nem magyarázható meg a kapott  $\pi^-/\pi^+ < 1$  arány – sőt ellent is mond annak. A megoldás a partoneloszlások vizsgálatában keresendő, pl. a II. 5. ábra átlagolt valencia-járulékai jól mutatják, hogy az  $u_v > d_v$  ami nagyobb  $\pi^+$  hozamot eredményez, mint a  $\pi^-$ -é.<sup>35</sup> A II. 5. ábra alapján az is érthetővé vélik, hogy a tömegközéppont energia növelésével a  $\pi^-/\pi^+$  arány miért növekszik. Nagyobb  $x$ -ek felé haladva ugyanis az  $u_v$  és  $d_v$  járulékok közötti különbség csökken.

A bemutatott elméleti spektrumok logaritmikus skálákon jó egyezést mutatnak a kísérleti adatokkal. A  $pA$  ütközésekben a belső- $k_T$  bevezetésének szükségessége viszont a lineáris skálán vett kísérleti mérés/elméleti számolás aránya (Data/Theory) fejezi ki. Ezt a III. 35. ábrán láthatjuk [21].



III.35. ábra: A [24] kísérleti adatok és elméleti számolások [21] (Data/Theory) aránya a  $pW \rightarrow \pi^0 X$  reakcióban,  $\sqrt{s} = 27.4$  GeV energián (bal oldal). Jobb oldal: [59] adatok alapján a  $pBe \rightarrow \gamma X$  folyamat  $\sqrt{s} = 31.6$  GeV energián. Mindkét grafikonon a *sima vonal*:  $C_{pA}^{sat} h_{pA}^{sat} = 1,2$  GeV<sup>2</sup>; *szaggatott vonal*:  $C_{pA}^{sat} h_{pA}^{sat} = 0$  GeV<sup>2</sup>.

A III. 35. ábra *bal panelje* a  $pW \rightarrow \pi^0 X$  reakcióban keltett  $\pi^0$  részecskék  $\sqrt{s} = 27.4$  GeV energián mért spektrumát [24] hasonlítja össze elméleti számolásokkal. A *sima vonal* a  $C_{pA}^{sat} h_{pA}^{sat} = 1,2$  GeV<sup>2</sup> esetet jelenti, míg a *szaggatott vonal* a  $C_{pA}^{sat} h_{pA}^{sat} = 0$  GeV<sup>2</sup> – azaz a kikapcsolt többszörös szórás – esetre utal. Látható, hogy szükség van az atommagbéli többszörös szórás bevezetésére, hiszen ekkor a Data/Theory arány  $\sim 1$ . A *jobb panel* a

<sup>35</sup> $|\pi^+\rangle = |ud\rangle + \dots$  illetve  $|\pi^-\rangle = |\bar{u}\bar{d}\rangle + \dots$

[59] által, a  $pBe \rightarrow \gamma X$  folyamatban mért direkt fotonok produkcióját veti össze az elméleti számolással. Itt is jól megfigyelhető a nukleáris közeg hatása, azaz direkt fotonok esetében is figyelembe kell venni a magon belüli többszörös szórást. A direkt foton produkció vezető rendben független a fragmentációtól. A III.35. ábra bal oldala tehát a szükséges belső  $k_T$  miatt, bizonyítékául szolgál arra, hogy a belső  $k_T$  – illetve a nukleáris kiszélesedése – kezdőállapotú effektus.

A fent bemutatott számolásokban nem részleteztem az árnyékolás okozta hatásokat. Ennek oka, hogy a magbéli árnyékolás  $pA$  ütközésben mért minimum bias adatokon, – akár lineáris skálan is – kicsi  $\sim 1 - 5\%$ , CERN SPS és FNAL energiákon a midrapiditás közelében. Midrapiditásnál vett RHIC energiás számolásokban ez a hatás pl.  $dAu$  ütközésekben már nagyobb  $5 - 15\%$ -os eltérést is mutathat. Az árnyékolás hatása így direkt  $pA$  ( $dAu$ ) ütközésekben keltett pionok spektrumára kevésbé hat. Jelentősége a különböző centralitásoknál vett nukleáris modifikációs tényező, relatív lineáris skáláján azonban már észrevehető szerepet fog játszani.

## IV A Cronin-effektus $pA$ és $dAu$ ütközésekben

Az eddigiekben  $pp$  és  $pA$  ütközésekben keletkező pionok spektrumát vizsgáltam. A belső  $k_T$ -vel kiterjesztett pQCD alapú parton modellben tárgyalva eljutottam a  $pA$  ütközések leírásáig. Ezekben az esetekben a figyelembe vett geometriai és kezdőállapoti effektusokat felhasználva, sikerült reprodukálnom a pionspektrumot. A pontos számolások lehetővé tették számomra, hogy finomabb, 10 – 60%-os nagyságú nukleáris effektusokat is analizálhassak a modellem segítségével.

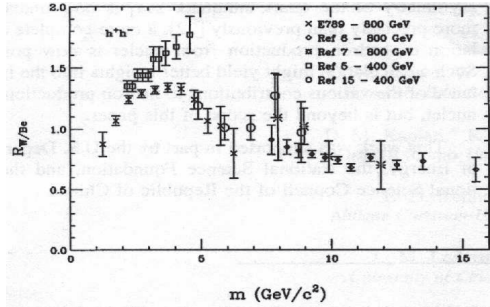
Jelen fejezetben összegzem a Cronin-effektus kísérleti felfedezését. Definiálom a nukleáris módosulási faktort, amely az effektus „mérője” mind kísérleti, mind pedig az elméleti számolások szempontjából. Ezek után áttérek a Cronin-effektus tulajdonságainak modellemen keresztül történő bemutatására, és magyarázatára. A  $pA$  ütközésekben sorra veszem a magmérettől való függést, valamint az árnyékolás és a magon belüli többszörös szórás hatását. Analízisemben a  $pA$  ütközések midrapiditásban mért eredményeinek áttekintése után, a Cronin-effektus centralitás-, illetve rapiditás (pseudorapiditás) függését  $dAu$  ütközésekben mutatom be.

### IV.1 A Cronin-effektus kísérleti háttere

A Cronin-effektus a  $pA$  ill.  $AA'$  ütközésekben az egy nukleonra jutó hadronprodukciónak *anomális 10 – 60%-os megnövekedése* a közepes transzverzális impulzustartományban, ezt az 1970-es években fedezte fel a CP [23, 24] kollaboráció. A jelenség *James Watson Cronin* után kapta a nevét, aki e kísérleti csoportot vezette. A 1970-es évektől kezdve a  $pA$  ütközésekben mért részecskespektrumok vizsgálata mellett a kísérletek a Cronin-effektust,

azaz az „anomális részecskehozam-növekedést” is meghatározták. Az ezidőtájt elvégzett kísérleti mérések azonban csak a minimum bias – azaz az integrált, teljes  $pA$  ütközési centralitástartomány – midrapiditású meghatározására szorítkoztak. [23, 24, 114, 115, 116, 117, 118] Kivételt képeznek ez alól a [59, 69, 70, 113] publikációk, melyek a midrapiditás közeli tartományokban is vizsgáldtak. A nagyobb ( $y \gtrsim 4$ ) rapiditásokban mért adatok korai minimum bias kísérleti analíziséről a [119] cikkben olvashatunk.

A fenti kísérleti eredmények egymást igazolva megmutatták, hogy a  $pA$  vagy  $AA$  ütközésben keletkezett hadronok spektruma eltér a bináris ütközések számával ( $\langle N_{bin} \rangle$ ) skálázott  $pp$  ütközések hadronspektrumától. Ez a *Cronin-effektus*, amely a közepes  $3 \text{ GeV} \lesssim p_T \lesssim 6 \text{ GeV}$ -es tartományban érvényesül. Az eltérés a  $p_T \approx 4 \text{ GeV}$ -nél éri el a maximumát, amely – az  $A$ -tól függően – a  $pp$ -beli hadronspektrum akár  $10 - 60\%$ -a is lehet. A közepes tartomány alatt ( $p_T \lesssim 2 \text{ GeV}$ ) illetve a felett ( $p_T \gtrsim 7 \text{ GeV}$ ) azonban ez az anomális különbség eltűnik.



IV.36. ábra: Cronin-effektus –  $R_{W/Be}^{h\pm}(m_T)$  – töltött hadronok esetében [114].

A [114] cikkből vett IV.36. ábrán a [23, 24, 69, 70, 114] kísérletek által mért  $R_{W/Be}(m_T)$  arányok mutatják a Cronin-effektust. A grafikon több különböző hadront együttesen véve ábrázolja az anomális hozamnövekedést  $\sqrt{s_{NN}} = 27,4 \text{ GeV}$  és  $38,8 \text{ GeV}$  tömegközépponti energiákon.

A Cronin-effektus magasabb energián történő pontosabb vizsgálatára a RHIC részecske-

gyorsító 2000-ben indult kísérleteire kellett várnunk. A nehézionokat ütköztető RHIC gyűrűje mentén négy nagy nehézionfizikai kísérlet (detektor) helyezkedik el: BRAHMS, PHENIX, PHOBOS és a STAR.<sup>36</sup> A PHENIX és a STAR detektorok olyan nagy akceptanciájú mérőberendezések, amelyek nagy  $p_T$  mellett a midrapiditás közeli tartományokban képesek a részecskék detektálására és azonosítására. A BRAHMS és PHOBOS mérések a nagyobb rapiditásokban a részecskék közepes és alacsony  $p_T$  tartománybeli elemzését teszik lehetővé. Az RHIC  $dAu \sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV-es analízise több szempontból is nagy előrelépést jelentett a nukleáris effektusok megértése szempontjából. Lehetővé vált a Cronin-effektus és a kezdőállapotú nukleáris effektusok részletes vizsgálata. Emellett a  $dAu$  kísérletek hátteréül szolgáltak  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV-es midrapiditású  $AuAu$  kísérletekben mért pion-elyomás [123] jelenségének mélyebb megértésében (ld. V. fejezet). Ez esetben a  $dAu$  ütközések vizsgálata azt az elméleti várakozást volt hivatott tesztelni, hogy a nagy- $p_T$ -s pionspektrumban megfigyelt hozam-elyomásért felelős jelenség kezdő-, vagy végállapotú effektus-e [122]? A Cronin-effektus pontos minimum bias meghatározása mellett [123] a RHIC nagy érzékenyséű detektoraival lehetőség nyílt a centralitásfüggés vizsgálatára [124] valamint a (pseudo)rapiditás függés elemzésére.

A Cronin-effektus tematikus vizsgálatára az elmúlt negyed évszázad során csak néhány esetben került sor. Noha a különböző  $pA$  ütközésekben mért hadronspektrumok szinte egytől-egyig jól használhatóak, sajnos a  $R_{pA}(p_T)$  meghatározásához nélkülözhetetlen a  $pp$  ütközésekben mért referencia-hadronprodukciónak hiányzik, vagy más kinematikai tartományban került meghatározásra. A Cronin-effektus vizsgálata szempontjából igen fontosak a RHIC nagyenergiájú  $pp$ ,  $dAu$ ,  $AuAu$  valamint a jelenleg folyó  $CuCu$  ütközésekben mért adatok. A RHIC nagy akceptanciájú mérőberendezései ugyanis széles kinematikai tartományban nagyon pontos adatokat szolgáltatnak. Az itt említett  $pA$  kísérletek paramétereit a IV. 1. táblázatban foglaltam össze.

Napjainkban is folyik a Cronin effektus vizsgálata. Egyrésről a RHIC részecskegyorsítóban jelenleg  $CuCu$  ütközésekben mérik a hadronprodukción. Itt, a RHIC energiás méré-

<sup>36</sup>BRAHMS – Broad Range Hadron Magnetic Spectrometer, PHENIX – Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment, PHOBOS – A Mars bolygó holdja. A kísérlet az eredeti tervek szerint a MARS (– Modular Array for RHIC Spectra) nevet kapta volna. Anyagi okokból a MARS nem, csak a kisebb változata a PHOBOS valósulhatott meg., STAR – Solenoidal Tracker at RHIC.



Kísérlet	$p$	Target	$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)	$y$ vagy $\eta$	$p_T$ (GeV)	Hadron
CP [23, 24]	$p$	$d, Be, Ti, W$	19, 4; 23, 7; 27, 4	$\approx 0$	[0, 77; 6, 91]	$\pi^\pm, K^\pm, p^\pm, d^\pm$
ITA [115]	$p$	$C, W$	$p_{inc} = 50 - 275$	[0, 7; 1, 0]	[0, 2; 2, 35]	$\pi^\pm, K^\pm, p^\pm$
FNAL [119]	$n$	$Be, Al, C, Sn, Pb$	27, 4	[4, 0; 8, 0]	[0, 1; 1, 7]	$h^\pm, \pi^\pm, p$
FNAL [116]	$p$	$Be, W$	19, 4; 23, 7; 27, 4	$\approx 0$	[0, 2; 4, 5]	$\pi^\pm, K^\pm, p^\pm, h^\pm$
CP [118]	$\pi^-$	$p, Be, Cu, W$	19, 4; 23, 7	$\approx 0$	[0, 8; 5, 78]	$\pi^\pm, K^\pm, p^\pm$
E577/E672 [117]	$p$	$p, Be, C, Al, Cu, Pb$	38, 8	[-0, 75; 0, 75]	[0, 6; 11, 5]	$h^\pm$
E605/E789 [114]	$p$	$Be, W$	38, 8	$\approx 0$	[0, 5; 11, 5]	$h^\pm$
E605 [69, 70]	$p$	$d, Be, W$	38, 8	$\approx 0$	[0, 5; 11, 0]	$\pi^\pm, K^\pm, p^\pm$
E706 [59]	$p$	$Be$	31, 6; 38, 8	[-0, 75; 0, 75]	[1, 0; 12, 0]	$\pi^0, \eta$
E706 [113]	$p, \pi^-$	$Be, Cu$	30, 7	[-0, 7; 0, 7]	[3, 5; 10, 0]	$\pi^0, \gamma$
WA80 [144]	$S$	$S, Au$	19, 4	[2, 1; 2, 9]	[0, 3; 3, 9]	$\pi^0, \gamma$
WA98 [140]	$Pb$	$Pb, Nb$	17, 3	[2, 3; 4, 4]	[0, 3; 3, 7]	$\pi^0, \gamma$
CERES [126]	$Pb$	$Au$	17, 3	[2, 1; 2, 6]	[1, 5; 3, 3]	$\pi^\pm$
PHENIX [122, 123]	$p, Au$	$p, d, Au$	130, 200	$ \eta  \leq 0, 35; 2, 0$	[0, 5; 10, 0]	$\pi^0, h^\pm, \gamma$
BRAHMS [127, 128]	$p, Au$	$p, d, Au$	130, 200	0, 0; 1, 0; 2, 2; 3, 2	[0, 5; 6, 0]	$\pi^0, h^\pm$
STAR [129, 130]	$p, Au$	$p, d, Au$	130, 200	$ \eta  \leq 0, 5; 2, 0$	[0, 2; 5, 5]	$\pi^0, h^\pm, A, K, \gamma$
PHOBOS [132, 133]	$p, Au$	$p, d, Au$	62, 4; 130; 200	0, 4; 0, 8; 1, 2	[0, 5; 3, 5]	$K^\pm, p^\pm \pi^0, h^\pm$

IV.1. Táblázat: Cronin-effektust mérő kísérletek és mérési tartományaik.

sekben a Cronin-effektus vizsgálata mellett a jet-elnyomás mechanizmusának tesztelését is vizsgálják. Emellett az alacsonyabb CERN SPS energiás ütközésekben a különböző target magokkal történő szisztematikus vizsgálat folyik – magyar részvétellel – az NA49 [10] kísérletben. A mérőberendezés itt csak az alacsonyabb  $p_T \lesssim 3$  GeV tartományban ad lehetőséget a Cronin-effektus megfigyelésére.

## IV.2 A Cronin-effektus és a nukleáris módosulási faktor

A Cronin-effektust mutató *nukleáris módosulási faktor* definíciója csak az új, RHIC energiás adatok kapcsán tisztázódott le. A kísérleti mérések, vagy az alkalmazott modell alapján igen eltérő faktorokat lelhetünk fel a korai publikációkban. Történeti sorrendben haladva bemutatam a leggyakrabban használt néhány kifejezeést. Természetesen a bemutatásra kerülő arányok mindegyikével látható Cronin-effektus. A különbségek talán abból adódnak, hogy milyen fizikai modell áll a mérési eredmények hátterében.

**Az  $A/A'$  típusú arányok :** Az 1970-es években a kísérletek gyakran a  $pA$  ütközésben mért hadronprodukción egy másik ( $A > A'$ ) target  $pA'$  ütközésbeli hadronspektrumhoz arányították. A IV. 36. ábrán egy ilyen esetben,  $W/Be$ -arányként láthatjuk a Cronin-effektust a [114] cikk alapján. Itt  $R_{W/Be}^h(m_T)$  a pozitív és negatív töltésű hadronok  $pW$  illetve  $pBe$  ütközésekben mért spektrumának arányait rajzolták fel  $m_T$  függvényében.<sup>37</sup> Ezen ábrázolásmód nagyobb effektust mutat, de  $A'/A$ -val normálva visszakapható belőle a  $pp$  esetre vonatkoztatott arány. Tekintve, hogy két  $pA$  ütközés arányát adja meg az  $R_{W/Be}^h(p_T)$ , így az atommagbeli árnyékolás hatása kisebb mértékben jelenik meg az ilyen típusú grafikonokon [70, 114].

**A nukleáris módosulási kitevő :** A 1980-as években igen elterjedt volt, hogy a  $pA$  ütközésekben mért hadronprodukciónkat egy tömegszámal arányos mennyiség hatványkitevőjeként adták meg a kísérletekben [23, 24, 115, 116, 117, 118, 119, 137, 139, 140]. A transzverzális impulzustól függő kitevő hatványalapját a leggyakrabban a minimum bias  $pA$  ütközésében számolt  $A = \langle N_{bin} \rangle_A$  adta.

$$\frac{d^3\sigma_{pA}^h/d^3p_T}{d^3\sigma_{pp}^h/d^3p_T} \sim A^{\alpha(p_T)}, \quad \text{amelyből} \quad R_{pA}^h \sim A^{\alpha(p_T)-1} \quad (\text{IV.1})$$

itt  $\alpha(p_T)$  „méri” az anomális hozamnövekedést a  $p_T$  függvényében.

**A nukleáris módosulási faktor :** A  $pA$  ütközésekben mért Cronin-effektus az  $R_{pA}^h(p_T)$  nukleáris módosulási faktoral<sup>38</sup> való szemléletes ábrázolása az 1990-es évektől terjed el. Ez a faktor a  $pA$  ütközés során keltett  $h$  hadron transzverzális impulzusának függvényében az egy nukleonra vonatkozó részecskehozam-növekedést adja meg:

$$R_{pA}^h(p_T) := \frac{1}{\langle N_{bin} \rangle_A} \cdot \frac{d^3\sigma_{pA}^h/d^3p_T}{d^3\sigma_{pp}^h/d^3p_T}, \quad (\text{IV.2})$$

ahol  $\langle N_{bin} \rangle_A$  a  $p + A \rightarrow h + X$  reakcióban mért  $\frac{d^3\sigma_{pA}^h}{d^3p_T}$  spektrumbeli bináris ütközések száma a Glauber modell alapján (minimum bias esetben ez az  $A$  tömegszám). A  $\frac{d^3\sigma_{pp}^h}{d^3p_T}$  pedig az ugyanazon kísérleti beállítások ( $\sqrt{s_{NN}}$ ,  $y$ ,  $p_T$ -tartomány, stb.) mellett  $pp$  ütközésekben mért invariáns hadronspektrum. [66, 122, 123, 127, 128]

<sup>37</sup>Ez arányos a  $R_{pW}^h(p_T)$  és  $R_{pBe}^h(p_T)$  nukleáris módosulási faktorok aránya.

<sup>38</sup>Nuclear modification factor, ami természetesen általánosítható  $AA'$  ütközésekre is

Az általam ismertetett modellben a kísérletileg mérhető Cronin-csúcs az atommagon belüli többszörös nukleon-nukleon szórás eredményeként jön létre. Elméleti modelemben a kezdőállapotú nukleáris effektusok a  $pp$  ütközések  $A$ -szorosát „ruházzák fel” az atommagbéli nukleonok tulajdonságaival. Ezen effektusok elhagyása (kikapcsolása) épp a (IV.2) egyenlet nevezőjét adja. Elméleti számolások szempontjából a (IV.2) definíció ekvivalens a következő „elméleti” aránnyal:

$$R_{pA}^h(p_T) := \frac{d^3\sigma_{pA}^h/d^3p_T(\text{ismert nukleáris effektusokkal számolva})}{d^3\sigma_{pA}^h/d^3p_T(\text{nukleáris effektusok nélkül számolva})}. \quad (\text{IV.3})$$

Ezen definíció hasznossága leginkább abban jelentkezik, hogy kiküszöböli az  $\langle N_{bin} \rangle_A$  elméleti meghatározását.<sup>39</sup>

**A centrális/periférikus arányok** : A RHIC centralitásfüggést is mérő kísérleteinél előfordul, hogy a  $pp$  referencia-adatok által számított  $R_{pA}^h(p_T)$  arány ellenőrzéseképp (vagy ezen  $pp$  adatok hiányában) a centrális/periférikus tartományokbeli hadronproduktiók arányát adják meg:

$$R_{c/p}^h(p_T) = \frac{R_{pA}^h(\text{legcentrálisabb \% tartomány, } p_T)}{R_{pA}^h(\text{legperiférikusabb \% tartomány, } p_T)}. \quad (\text{IV.4})$$

Az  $R_{c/p}^h(p_T)$  tetszőleges centralitás-tartományok hányadosaira felírható. Könnyen megmutatható az is, hogy az egyes centralitásokban meghatározott  $\langle N_{bin} \rangle$  ismeretében a  $\frac{d^3\sigma_{pp}^h}{d^3p_T}$  kiesik az (IV.4) egyenlet által definiált  $R_{c/p}^h(p_T)$ -ből. [129, 130, 132, 133]

Számolásaimban ezen utolsó előttiként leírt, lineáris skálán vett,  $R_{pA}^h(p_T)$  nukleáris módosulási faktor segítségével vizsgálom a Cronin-effektust  $pA$  illetve  $dAu$  ütközések esetében. A definíció hasznossága, hogy minimum bias esetben, mind pedig adott centralitás-tartományban könnyen használható.

<sup>39</sup>Megjegyzendő azonban, hogy az előre-, illetve visszaszórt hadronspektrumok összehasonlításánál (ld.  $\eta$ -asszimmetria faktor) a számolási eljárás miatt a (IV.3) egyenlet nem mindig használható a (IV.2) kísérleti definíció helyett.

### IV.3 A Cronin-csúcs midrapiditásnál – modellszámításaimban

A kísérletileg mért Cronin-effektust sokáig nem sikerült elméleti számolások segítségével kielégítő pontossággal reprodukálni. A parton modellekből ugyanis hiányzott az atommagon belüli többszörös szórás. Az ezt tartalmazó első egyszerű elméleti számolásokról (ld. [141, 139, 143]) már látható volt, hogy a többszörös szórás – midrapiditásban – nagyságrendekkel nagyobb hatás, mint az EMC és NMC csoportok által mért atommagbeli anti-árnyékolás. Nagy áttörést a belső- $k_T$  és a nukleáris kiszélesedésének első alkalmazása jelentett [1, 2, 21, 66]. A Cronin-effektus meglepő kísérleti felfedezése és a korai modellszámítások kapcsán a következő kérdések fogalmazódtak meg:

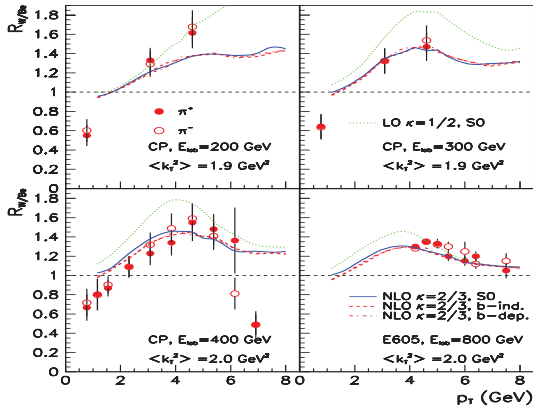
- (i) Mi határozza meg a Cronin-csúcs (maximumának) helyét?
- (ii) Hogyan/mitől változik a Cronin-csúcs maximumának nagysága?
- (iii) Függ-e a csúcs a vizsgált hadron típusától?
- (iv) Milyen az effektus centralitásfüggése?
- (v) Hogyan változik az  $R_{pA}^h(p_T)$  előre-, ill. visszaszórt hadronok esetében?
- (vi) Mit okozza az  $R_{AuAu}^h(p_T)$  elnyomását a RHIC energián  $AuAu$  ütközésekben?

E kérdések újra előtérbe kerültek az elmúlt években a RHIC szisztematikus nagyenergiás mérési eredményei kapcsán s az eredmények megértésére több új elméleti modell is született. Értekezésem további részében a Cronin-effektust a fenti (i)-(vi) pontokbeli – nehezen szétválasztható – kérdések alapján vizsgálom modellemmel.

A fenomenologikusan kiterjesztett pQCD alapú parton modellemben a  $pA$  ütközések tárgyalása során megismert geometriai és kezdőállapotú effektusok hatása érvényesül együttesen. Az elsőként ismertető minimum bias számolásokban a többszörös szórás és az atommagbeli árnyékolás hatása átlagolva jelentkezik. A Cronin-effektus centralitástól való függésének analizisekor pedig jól látható az egyes centralitás-tartományokban e két ellentétes hatású jelenség egymással folytatott versenye.

### IV.3.1 Tömegközépponti energiától való függés

A kísérleti eredmények alapján mondható, hogy a Cronin-effektus közel független a  $pA$  ( $dAu$ ) ütközés tömegközépponti energiájától. Jól példázza ezt a IV.36. ábra, ahol több különböző kísérlet  $R_{W/Be}(p_T)$  mérési pontjait rajzolták fel  $\sqrt{s_{NN}} = 27,4$  GeV és  $38,8$  GeV tömegközépponti energiákon.



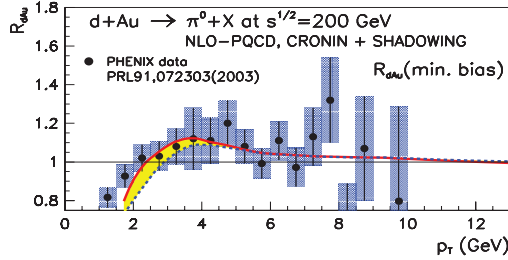
IV.37. ábra: A  $R_{W/Be}(p_T)$  arány a [23, 24, 69, 70, 114] cikkek kísérleti adatai és az LO [1] valamint NLO [6] elméleti modellszámításaim magbéli árnyékolással valamint árnyékolás elhanyagolásával számítva.

Részletesebben foglalja össze a pion produkcióban mért Cronin effektust a [1, 6] cikkekben publikált IV.37. ábra, melyen  $\sqrt{s_{NN}} = 19,4$  GeV,  $23,7$  GeV,  $27,4$  GeV illetve  $38,8$  GeV tömegközépponti energiaértékek esetében hasonlítom össze a kísérleti eredményeket számolásaimmal. A IV.37. ábrán a *zöld pontozott* vonal a [1] cikkben közöl korai  $\pi^-$  számolásaim eredménye. Míg a *kék sima* vonal ugyanezen számolásom NLO esetben  $\pi^0$ -ra. Mindkét görbe esetén az atommagbéli árnyékolást kikapcsoltam. A *piros szaggatott* illetve *pont-vonal* görbék az atommagbéli HIJING  $b$ -független illetve  $b$ -függő árnyékolást is tartal-

mazó NLO számolások eredményei. A IV. 37. ábrán a CP [23, 24] és az FNAL E605 [69, 70] kísérletek  $\pi^+$  illetve  $\pi^-$  mérési eredményeit *pontokkal* illetve *körökkel* jeleztem.

A CERN SPS és a FNAL energiás számolásaim – összhangban a mérések eredményeivel –  $\sqrt{s_{NN}}$  függetlennek választhatóak. A Cronin-csúcs maximumának helye  $p_T \approx 4$  GeV-nél van, a csúcs nagysága pedig – a  $W/Be$  arányra – 40 – 60%-os hozamnövekedést jelent a pionspektrum esetében.

A RHIC  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV és 200 GeV energiájú  $dAu$  ütközéseiben mért minimum bias  $\pi^0$  produkcióra [122] szintén igaz a fenti – CERN SPS illetve FNAL energiákon megállapított tömegközépponti energiától való függetlenség.



IV. 38. ábra:  $R_{dAu}^{\pi^0}(p_T)$  a PHENIX kísérlet adatai alapján [122] NLO számolásaimmal [6]

A IV. 38. ábrán bemutatott  $R_{dAu}^{\pi^0}(p_T)$ <sup>40</sup> nukleáris módosulási tényező Cronin-csúcsának helye is  $p_T \approx 4$  GeV-nél jelentkezik. A nukleáris módosulási tényező ebben az esetben 10 – 20%-os relatív hozamnövekedést mutat. Elméleti modell számításaim ez esetben helytállóak (ld. [6]). Az NLO számolásaimat a HIJING  $b$ -függő (kék szaggatott vonal) illetve  $b$ -független (piros sima vonal) atommagbéli árnyékolások választásával is ábrázoltam.

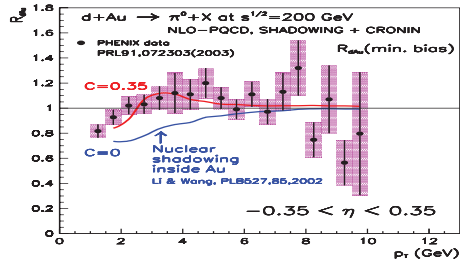
A részletes analízisem kimutatta, hogy a modellemben a Cronin-csúcs helyét a  $pp$  ütközésekben illesztett  $\langle k_T^2 \rangle_{pp}$  határozza meg (ld. pl. [7]). E tekintetében a modellszámításaimból kapott Cronin-csúcs helye közvetett módon függ a  $\sqrt{s_{NN}}$ -tól illetve a skáláktól. A  $pp$  ütközésekben kísérletileg meghatározott  $\langle k_T^2 \rangle_{pp}$  illetve a II. fejezetben leírt belső transzverzális

<sup>40</sup>Itt a kísérleti publikációkban használatos  $R_{dAu}^{\pi^0}$  jelölés alatt a  $R_{pAu}^{\pi^0}$ -t értjük.

impulzus meghatározása rögzíti a számolásban használt  $\langle k_T^2 \rangle_{pp}$  értékét, amely alkalmazása a  $p_T \approx 4$  GeV-nél adja a Cronin-jelenség maximumát.

### IV.3.2 A magmérettől való függés

A  $pA$  ütközésekbeli pionspektrum növekszik az  $A$  magmérettel. A III.33. és III.34. ábrákon jól láthattuk az ütközési geometriát tükröző tömegszámmal valós skálázást. Felmerülhet a kérdés, hogy a minimum bias nukleáris módosítási faktor – amelyben a magmérettel visszasanormálunk – vajon megváltozik-e a magméret növekedésével?



IV. 39. ábra: A PHENIX kísérlet által mért  $R_{dAu}^{\pi^0}(p_T)$  összevetve az atommagbéli árnyékolást ill. árnyékolást + többszörös szórást is tartalmazó elméleti NLO számolással [7].

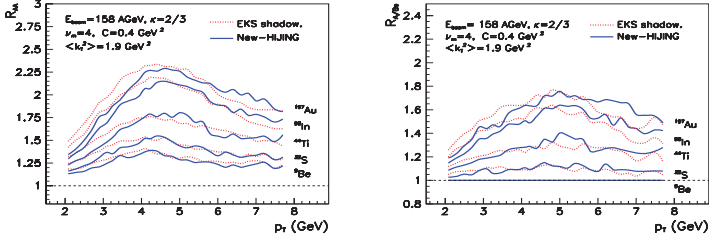
A kérdés hátterében a többszörös szórás tulajdonságai húzódnak meg. Közepes és nagy magok esetére ( $A \gtrsim 10$ ) ugyanis magmérettől való függés csak az  $x \lesssim 0,01$  illetve  $x \sim 1$  tartományban jelentezik [102, 103, 104]. Az általam vizsgált  $p_T$  és  $\sqrt{s}$  tartományokban és midrapiditásban ( $y \approx 0$ ) a jellemző momentum-hányad tartomány  $x \sim 0.1$  körüli. Az ezen a tartományon kívül fellépő (anti)-árnyékolási effektus is csak 5% – 10% különbséget okoz, amint azt a III.31. ábra is mutatja.

A két ellentétes hatás eredményét szemlélteti a IV. 39. ábra, melyen a [122] kísérlet minimum bias adatait hasonlítottam össze a elméleti NLO számolásaimmal. Amennyiben csak az atommagon belüli árnyékolást „kapcsolom be” ( $C = 0$  GeV<sup>2</sup>, *kék vonal*), látható, hogy a Cronin-effektus nem jelenik meg. Az atommagon beüli többszörös szórást és árnyékolást

együttesen „bekapcsolva” ( $C = 0.35 \text{ GeV}^2$ , *piros vonal*) a Cronin-csúcs jól reprodukálhatóvá válik. Ezzel alátámaszthatjuk, hogy a Cronin-effektus az atommagon belüli többszörös szórras hatására következik be. Az ábrán nem tüntettem fel, azt a „triviális” esetet, amikor mindkét effektust kikapcsolom. Könnyen látható a (IV.3) definíció alapján, hogy ekkor konstans 1-et kapnánk.

#### A CRONIN-EFFEKTUS TARGET TÖMEGSZÁMTÓL VALÓ FÜGGÉSE

A IV. 39. ábráról látható a ki- és bekapcsolt többszörös szórras hatására eltűnő és megjelenő Cronin-csúcs. A csúcs nagyságáért a többszörös szórras effektivitása felel, amit a  $C_{sat} \cdot h_{pA}(b)$  szorzat definiál elméleti modellemben. E szorzat a III. fejezetbeli III.29. ábra alapján függ  $h_{pA}(b)$ -n keresztül – a tetszőleges  $A$ -ra „univerzálisan” meghatározott  $\nu_{max}$  maximális ütközési számtól és a III.30. ábra alapján választott  $C_{sat}$  átlagos impulzuskiszéledés-energiaztól.



IV.40. ábra: Az  $R_{pA}^{\pi^0}(p_T)$  és az  $R_{A/Be}^{\pi^0}(p_T)$ ,  $pA$  ütközésben különböző  $^9\text{Be}$ ,  $^{32}\text{S}$ ,  $^{44}\text{Ti}$ ,  $^{98}\text{In}$  és  $^{197}\text{Au}$  target magok esetén CERN SPS energián NLO számolásokban [6].

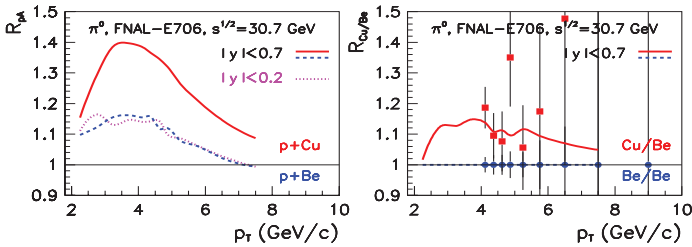
A III.29. ábrán látható, hogy a  $h_{pA}(b)$  értéke a  $\nu_{max} - 1$  vagy a  $b$  ütközési paraméter által megengedett  $\nu \leq \nu_{max} - 1$  ütközési szám. Tekintve, hogy a telített Glauber modell  $C_{sat}$  paramétere konstans, a Cronin csúcs nagysága is szaturálódik az  $A$  tömegszám függvényében.

A IV. 40. ábra grafikonjai a  $R_{pA}^{\pi^0}(p_T)$  nukleáris módosulási faktort (*bal panel*) és a  $R_{A/Be}^{\pi^0}(p_T)$  arányt (*jobb panel*) mutatják különböző target magok esetén:  $^9\text{Be}$ ,  $^{32}\text{S}$ ,  $^{44}\text{Ti}$ ,  $^{98}\text{In}$  és  $^{197}\text{Au}$ .



A  $pA$  ütközésekbeli  $\pi^0$  produkciót CERN SPS  $E_{beam} = 158$  AGeV energián NLO számolás-sal határoztam meg<sup>41</sup>. A *kék sima* görbét a HIJING  $b$ -független, a *piros pontozott* vonalat pedig az EKS árnyékolással számoltam.

A IV. 40 . ábrán a fent említett szaturáció nyomonkövethető. Kis magokra a Cronin-csúcs (maximuma)  $A^{1/3}$ -nal növekszik. Nagy magoknál a Cronin-görbék átlapolnak, mert a telített Glauber-modell miatt nincs lehetőség további ütközésekre. Az előbbieken



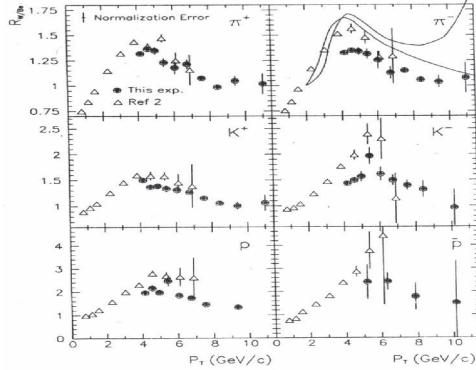
IV. 41. ábra: Az  $R_{pA}^{\pi^0}(p_T)$  (bal panel) és a  $R_{A/Be}^{\pi^0}(p_T)$  (jobb panel)  $pBe$  és  $pCu$  ütközésekben az FNAL-E706 [59, 113] kísérletek alapján  $\sqrt{s_{NN}} = 30,7$  GeV-nél.

[6] alapján bemutatott predikciókhoz nincsenek megfelelő kísérleti mérések. Az FNAL-E706 [59, 113] kísérletei viszont lehetővé teszi, hogy a IV. 41 . ábrán legalább az  $R_{Cu/Be}^{\pi^0}(p_T)$  arányt összehasonlítsam elméleti számolásaimmal  $\sqrt{s_{NN}} = 30,7$  GeV-es tömegközépponti energián. A *bal panel* az  $R_{pA}^{\pi^0}(p_T)$  és a *jobb panel* pedig az  $R_{A/Be}^{\pi^0}(p_T)$  arányokat mutatja  $pBe$  és  $pCu$  ütközésekben. Megfelelő  $pp \rightarrow \pi^0$  adatok hiányában csak a  $Cu/Be$  elméleti arányokat tudtam a kísérleti adatokhoz viszonyítani.

### IV.3.3 A hadrontípustól való függés

A további  $K^+$ ,  $K^-$ ,  $p$  vagy  $\bar{p}$  hadronokra vonatkoztatott nukleáris módosulási faktor vizsgálata elméleti modellem segítségével egyelőre nem teljesen megoldott. Ennek elsődleges oka, hogy az általam vizsgálni kívánt kinematikai tartományokban nem elérhetőek a kisebb

<sup>41</sup> A jobb láthatóság kedvéért a  $C_{sat}$  értékét megnövelve 0,4 GeV<sup>2</sup>-et használtam



IV.42 ábra: A  $W/Be$  arány  $p_T$  függése a  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $K^+$ ,  $K^-$ ,  $p$  és  $\bar{p}$  részecskék esetében [70].

hányadban keletkező további mezonokra illetve barionok fragmentációs függvényei.

Számolásaimban e téren elsődlegesen a  $K^+$ ,  $K^-$ ,  $p$  vagy  $\bar{p}$  részecskék spektrumának előállítására volt a feladat  $pp$  és  $pA$  ütközések esetében. A [1] cikkben kísérletet tettem a kaonspektrumok reprodukcióira CERN ISR és SPS energiákon. A  $pp$  illetve  $pA$  ütközésekben a  $K^+$  és  $K^-$  spektrumok reprodukálását azonban nem sikerült akkora pontossággal meghatározni, hogy a pion/kaon arányokból további analíziseket is elvégezhessenek. Az (anti)protonok esetében már a spektrum meghatározása sem érte el a kívánt pontosságot.

Mint láthattuk a pionok esetében a Cronin-csúcs helye és nagysága nem változott a tömegközépponti energia változtatásával. A keletkezett hadronok arányai azonban kissé módosulnak, ami visszahat a Cronin-csúcs részecsketípustól való függésére. Kísérletileg ezt már a CP [24] és az FNAL-E605 [70] csoportok is vizsgálták  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $K^+$ ,  $K^-$ ,  $p$  és  $\bar{p}$  részecskék esetében.

Az IV.42. ábrán láthatóak a fent említett hadrontípusok esetében a  $W/Be$  arányok  $\sqrt{s_{NN}} = 27,4$  GeV tömegközépponti energián. A CP csoport [24] adatait *háromszögek*, míg az FNAL-E605 [70] kísérlet eredményeit a *pontok* jelölik. A két kísérlet analíziséből kiderült, hogy a Cronin-effektus nagysága a hadronok tömegének növekedésével nő. Továbbá érdekes jelenség, hogy a negatív hadronok esetében a hatás nagyobb, mint a meg-

felelő pozitív hadronoknál. Ezen tapasztalatokra mindeztidáig elméleti magyarázatot nem találtam.

Mindezeket egybevetve megjegyzendő, hogy a ( $h^\pm$ ) azonosítatlan töltött hadronokra vonatkozó kísérleti adatok és az elméleti számítások eredményeinek összehasonlítását nagy körülményekkel kell elvégezni. Ügyelni kell a kinematikai tartományok egyezéseire, hiszen a hadronarányok  $\sqrt{s_{NN}}$ ,  $p_T$  ([24, 134]) és  $y$  függőek (ld. továbbá [135, 136]).

#### IV.3.4 A Cronin-effektus centralitásfüggése midrapiditásnál

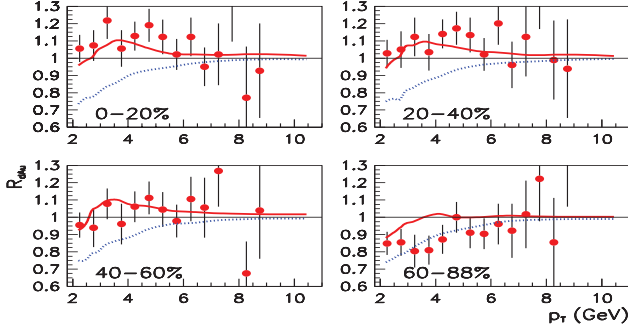
A RHIC [122, 129, 132, 127] kísérletei lehetővé tették a  $dAu$  ütközésbeli  $\pi^0$  produkcióban a nukleáris módosulási faktor centralitás-tartományonkénti vizsgálatát, melyre korábban nem nyílt mód. Jelen mérési eredmények a midrapiditásban mért hadronprodukciónak adják meg 20%-os centralitás-tartományokban.

A hadronprodukciónak centralitás-vizsgálata különösen érdekes a többszörös szórás és az atommagbéli árnyékolás szempontjából. Az elméleti modell alapján az igen kis centralitás-tartományokban meghatározott hadronprodukciónak és az ugyanezen tartományokban mért kísérleti adatok alapján következtetni lehet a többszörös szórás effektivitására, illetve a III. fejezetben definiált  $h_{pA} \cdot C_{pA}$  interpretálására. Ehhez az atommagbéli árnyékolás mechanizmusának ismerete azonban nélkülözhetetlen.

#### A TELÍTETT GLAUBER-MODELL HATÁSA A CENTRALITÁS-FÜGGÉSRE

Az AGS [96, 97, 98, 99, 138, 141, 142] korai kísérleteiben felmerült, hogy az atommagbéli többszörös szórás során az ütközési számban telítettségi effektus lép fel, azaz a  $\nu$  bináris ütközések száma kevesebb mint a Glauber-modell alapján meghatározható maximális ütközési szám. Az ütközési szám maximuma AGS energiáknál  $\nu_{max} = 4$  volt [100]. Felmerülhet a kérdés, hogy a nagyobb CERN SPS, FNAL illetve RHIC energiákon is megfigyelhető ez a telítődés. A telített Glauber kép (ld. III. fejezet), alapján egy hard és néhány szemi-hard ütközést feltételeztünk. Alkalmazott elméleti modellemben e szemi-hard ütközések számában következhet be a telítődés. Minimum bias számolásokban a telített Glauber-modell

jelentősége abban nyilvánult meg, hogy az átlagos impulzus-átadás négyzet ( $C_{pA}^{sat}$ ) meghatározása után tetszőleges méretű atommagra univerzálisan alkalmazható lett a modell.



IV.43. ábra: Az  $R_{dAu}^{\pi^0}(p_T)$  a PHENIX [122] kísérletei alapján 20%-os centralitástartományonként összehasonlítva az elméleti számolásaimmal [8].

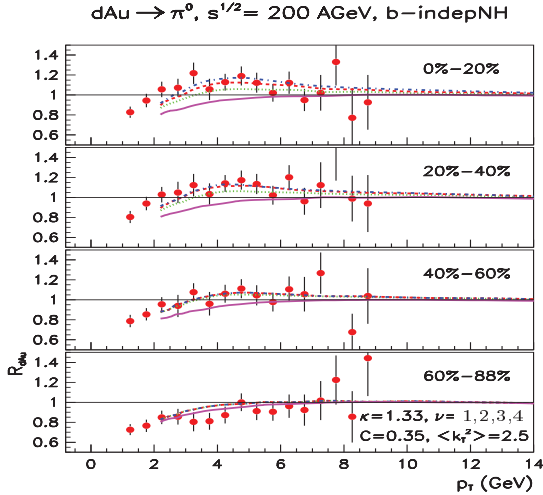
A PHENIX [122] kísérletben  $dAu$  ütközésben midrapiditásban ( $-0,35 < y < 0,35$ ) keltezt pionokra vonatkozó nukleáris módosulási faktort határozták meg 20%-os centralitástartományonként. Ezen kísérleti eredményeket a IV.43. ábrán *pontok* jelölik.<sup>42</sup> Elméleti számolásaim eredményét pedig a görbék mutatják: csak az atommagbéli árnyékolással *kék pontozott* vonallal, illetve, árnyékolással és a többszörös szórás is figyelembe véve *piros sima* vonallal. Az atommag belsejében a HIJING-féle, ütközési paraméteről független árnyékolással számoltam [8].

A kísérleti eredmények, elméleti számolásaimmal összhangban, jól szemléltetik, hogy az  $Au$  atommag sugarának feléig eljutva a Cronin-effektus csak kissé csökken – hasonlóan az elméleti modellszámításban, ahol a telített Glauber modellt használtam. Ez a 60%-ig terjedő centralitás-tartomány a Woods–Saxon-profil „platóját” jelenti az ütközési geometria szempontjából. A periférikus esetben (ahol a centralitás  $\sim 70 - 80\%$ -os) már nem jelentkezik a Cronin-csúcs, hiszen itt a többszörös szórás – az atommag szélének geometriája miatt – nem következik be. A periférikus  $dAu$  ütközésben ennek megfelelően – a

<sup>42</sup>A Quark Matter '04 konferencián bemutatott előzetes adatok. Az utolsó centralitás-tartomány 28%-os.

többszörös szórás hiányában – nem jelentkezik a Cronin-effektus. Itt az atommag szélén ugyanis a hadronprodukció már közel megegyezik az  $\langle N_{bin} \rangle$ -nel skálázott  $pp$  ütközésekből. Ez az oka, hogy miért használható a centrális/periférikus arány (ld. (IV.4) definíció) a Cronin-effektus vizsgálatában.

Megjegyzendő, hogy ha jobban megfigyeljük a legperiférikusabb (60–88%) esetet, a többszörös szórást is tartalmazó elméleti számolásaim eredménye kissé felülbecsli a kísérleti adatokat. Ennek egyik oka lehet, hogy eltérő a kísérleti deutérium- illetve Woods–Saxon-eloszlás parametrizálása az általam alkalmazotttól. Az elméleti számolásban az atommag szélén még van lehetőség az „egyszeres” szemi-hard szórásra, ami kicsiny anomális hozamnövekedést okoz.



IV.44 ábra: A telített Glauber-modell  $\nu_{max}$  paraméterének hatása a modellszámításokra, a PHENIX [122] kísérlet adatai alapján.

A telített Glauber-modell alkalmazásának igazolásaként a IV. 44. ábrán különböző  $\nu_{max}$ -ok választása mellett számolt  $R^0_{dAu}(p_T)$  faktort hasonlítottam össze a PHENIX [122] kísérlet 20%-os centralitás-tartományai. Az ábrákon alapvonalként használt legalsó *sima vonalak* a

kikapcsolt többszörös szórást mutatják a  $b$ -független HIJING árnyékolás mellett. A további görbék a  $\nu_{max} = 1, 2, 3$  és  $4$  esetet mutatják a  $C_{pA}^{sat} = 0,35 \text{ GeV}^2$  paraméter-érték mellett. Látható, hogy az egyre inkább centrális ütközésekben a kisebb  $\nu_{max}$  értékhez tartozó görbék „leszakadnak”, kisebb Cronin-effektust eredményezve a számolásban. A kísérleti pontok és az elméleti görbék pontos egyezése alapján leolvasható az ütközési szám telítődési  $\nu_{max}$  értéke. A legcentrálisabb ( $0 - 20\%$ -os) tartományban felrajzolt grafikonon látható, hogy az általam használt  $\nu_{max} = 4$  eset jól reprodukálja a kísérleti adatokat – alátámasztva ezzel a telített Galuber képet.

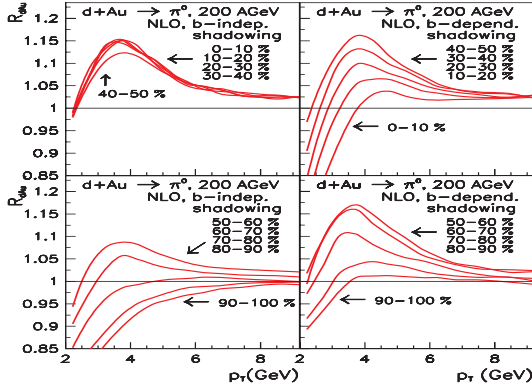
#### AZ ÁRNYÉKOLÁS ÉS A CRONIN-EFFEKTUS MIDRAPIDITÁSBAN

A minimum bias  $dAu$  ütközésben mért eredmények alapján (ld. IV. 39. ábra) láthattuk, hogy RHIC energián az atommagon belüli árnyékolás hatása megnövekszik a CERN SPS és Fermilab energiákon tapasztalt  $5 - 10\%$ -os effektushoz képest. A kikapcsolt többszörös szórás esetén  $30 - 50\%$ -os elnyomást mutatnak elméleti számolásaim a  $b$ -független HIJING árnyékolás alkalmazása mellett. Ez a III. 31. ábra árnyékolási görbéi alapján várható volt, mert  $\sqrt{s_{NN}}$  növekedésével állandó  $p_T$  és  $y = 0$  mellett, Bjorken-féle  $x$  csökken.

A IV. 38. ábrán láthattuk, hogy a minimum bias  $dAu$  ütközés esetében számolt  $R_{dAu}^{\pi^0}(p_T)$ -t csak kissé változtatja meg, ha az ütközési paraméterről függő, illetve  $b$ -független HIJING parametrizációt használtam. A ütközési paramétertől való függés hatása viszont centralitás-vizsgálat esetén izgalmas eredményre vezet [6, 7].

A IV. 45. ábrán az elméleti modellem alapján számolt nukleáris módosulási faktort rajzoltam fel  $10\%$ -os centralitás-tartományonként. A *bal oldali* görbék az ütközési paramétertől független HIJING árnyékolással lettek meghatározva, a *jobb oldali* görbék pedig az ütközési paramétertől függő HIJING esetét mutatják. A  $b$ -független esetben az  $R_{dAu}^{\pi^0}(p_T)$  centralitásfüggése az atommag geometriáját megadó Woods-Saxon-elosztást tükrözi. Az  $50 - 60\%$ -os centralitásig az eloszlás platójának megfelelően a többszörös szórás effektivitása nem változik – amint ezt a IV. 43. ábra esetében már elemeztem. Periférikus esetben pedig a többszörös szórás – geometriai okokból – megszűnik, az árnyékolás hatása miatt azonban az  $R_{dAu}^{\pi^0}(p_T) < 1$  lesz.

Az ütközési paraméterről függő HIJING árnyékolást építve a számolásokba a maximális



IV.45. ábra: Az  $R_{dAu}^{\pi^0}(p_T)$  centralitásfüggése  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV tömegközépponti energián [6, 7]: ütközési paramétertől független (bal oldal) és függő árnyékolással (jobb oldal).

Cronin-csúcs nem a leginkább centrális 0 – 10%-os tartományban jelentkezik, hanem a 40 – 70%-os centralitás esetében. Periférikus ütközésekben itt nem érvényesül az árnyékolás hatása, ezért az  $R_{dAu}^{\pi^0}(p_T) \approx 1$  lesz.

Az ütközési paramétertől függő illetve független árnyékolási effektust tartalmazó két modell a minimum bias elméleti számolások szempontjából azonosan jó egyezést mutat a kísérleti adatokkal. A centralitásfüggés vizsgálatában a  $b$ -függés a nukleáris effektus átsúlyozását jelenti, amelyet a  $b$ -független esetben kiátlagolva veszünk figyelembe. A legutóbbi centralitásfüggő kísérleti adatok alapján azonban nem dönthető el, hogy a  $b$ -függő vagy a  $b$ -független esettel modellezhető-e jobban az atommagbéli árnyékolás.

Megjegyzendő, hogy a PHENIX [122] kísérlet előzetes adatai jelen értekezés írása alatt nem váltak véglegessé. Az adatok éppen a fenti kérdés eldöntésében fontos, legcentrálisabb és leginkább periférikus tartományokban módosultak. A javított „végleges” adatok jelen sorok írásakor még nem voltak publikusak.

#### IV.4 A Cronin-effektus előre- és visszaszórt hardonprodukczióra

A midrapiditású pionprodukcziót vizsgálva igazoltam, hogy a többszörös szórás felelős az anomális hozamnövekedésért. A RHIC energiás centrális  $dAu$  ütközésben azonban meglepően kis,  $\sim 10\%$ -os Cronin-csúcs volt mérhető – CERN SPS és Fermilab energián megfigyelt  $R_{pA}^h(p_T = 4) \approx 1,5 - 2$  értékekhez képest. A részletes centralitásvizsgálat és a telített Glauber-kép tesztje pedig megmutatta, hogy a többszörös szórás hatékonysága csak periférikus ütközésekben az atommag szélének geometriája miatt változik meg – minimum bias esetben nem. Elméleti modellem alapján a RHIC nagyenergiájú ütközéseiben a többszörös szórás hatása mellett már nem elhanyagolható az atommagon belüli árnyékolás módosító hatása sem. A PHENIX  $dAu$  adatai alapján a Cronin-csúcs maximuma körül az árnyékolás hatására  $20 - 30\%$  elnyomás mutatkozik már midrapiditásban is. A RHIC BRAHMS [127] és a PHOBOS [132] kísérletei további érdekes viselkedést mutattak ki az előre- ( $\eta > 0$ ) illetve visszaszórt ( $\eta < 0$ ) minimum bias hadronspektrumban. A előreszórt pionok mért spektrumában ugyanis a Cronin-csúcs erőteljesen ( $30 - 50\%$ -kal) elnyomódik. Ez a jelenség elméleti modellem segítségével – pusztán a III. fejezetben bemutatott kezdőállapoti effektusokat figyelembe véve – reprodukálható.

Megjegyzem, hogy jelen fejezetben a fenti kísérletek adatai azonosítatlan átlagolt töltött hadronokra ( $h^\pm$ ) vonatkoznak. Értekezésem írásakor még nem voltak publikusak az azonosított hadronspektrumok. Korábban a II.20. alfejezetben említettem, hogy számolásaimat csak a pionprodukczióra korlátoztam. Így analízisemben csak a pionprodukczió esetében számolt nukleáris módosulási faktort tudom összehasonlítani az előreszórt  $h^\pm$  illetve  $h^-$  spektrumok alapján közölt  $R_{dAu}^h(p_T)$ -vel.

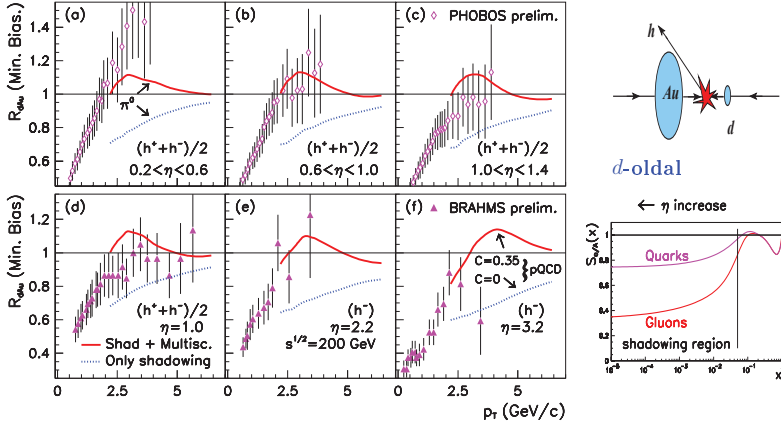
##### IV.4.1 A Cronin-effektus pozitív pszeudorapiditásoknál

A PHOBOS [132] kísérlet átlagolt azonosítatlan töltött hadronprodukcziót mért  $dAu$  ütközésekben az  $0 \leq \eta \leq 1,0$  tartományban. Ezen adatok segítségével feltérképezhetővé vált az előreszórt hadronprodukczióban tapasztalt *elnyomás*, melyet a – midrapiditástól távolabb eső –  $\eta = 1,0; 2,2$  és  $3,3$  értékeknél a BRAHMS [127] kísérlet mért meg.

A mérés során kiderült, hogy az előreszórt hadronprodukczióban meghatározott nukleáris



módosulási faktor a közepes  $p_T$  tartományban 10 – 70%-os elnyomást szenved. A mérési eredményeken jól látszik, hogy az egyre nagyobb  $\eta$  értékek felé haladva erősödik az effektus, azaz csökkel az  $R_{dAu}^h(p_T)$ .



IV. 46. ábra: Az  $R_{dAu}^h(p_T)$  a PHOBOS [132] és a BRAHMS [127] minimum bias  $dAu$  ütközéseiben  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV energián,  $\eta > 0$  értékek esetében.

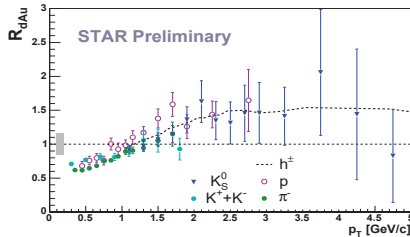
Elméleti számolásaimat a IV.46. ábrán hasonlítottam össze a PHOBOS ((a – c), néyszögek) és BRAHMS ((d – f), háromszögek) kísérletek által közölt előzetes, minimum bias adatokkal [8, 9]. Az (a – d) grafikonok az átlagolt töltött azonosítatlan hadronokra vonatkozó  $R_{dAu}^{\pm}(p_T)$ -t adják meg, a (e – f) panelek, viszont csak a negatívan töltött azonosítatlan hadronok esetén meghatározott  $R_{dAu}^{-}(p_T)$ -t mutatják. A pionprodukciónál, pusztán atommagbéli árnyékolással, számolt elméleti eredményeimet a *kék pontozott vonallal* tüntettem fel. A *piros sima vonal* esetében a többszörös szórás és az árnyékolás hatását is figyelembe vettem az  $R_{dAu}^{\pi^0}(p_T)$  kiszámításánál.

A IV. 46. ábra elméleti görbéi alsó és felső elméleti határt adnak a  $\pi^0$  produkció esetében a nukleáris módosulási faktor értékére. A számolások követik a kísérleti pontok hibáján

belül a megadott tendenciákat. Egyre nagyobb pszeudorapiditás értékek esetében mind a kísérleti pontok, mind pedig az elméletileg számolt görbék erősödő elnyomást jeleznek. Az elnyomás okát jól mutatja a IV. 46. ábra *jobb oldali* segédgrafikonja, amely az atommagbéli árnyékolást (HIJING) mutatja a III. 31. illetve III. 32. ábráknak megfelelően. Az  $\eta$  növekedésével az alacsonyabb  $x$  régió járulékaik egyre jobban éreztetik hatásukat a számolásokban, így az alacsonyabb  $p_T$ -nél megerősödik az elnyomás.

A IV. 46. ábra azonban néhány eltérésre is felhívja a figyelmet. A kísérleti adatoktól való kisebb eltérés okai a következők lehetnek:

**Hadonarányok megváltozása:** Az elméleti számolásaimban a  $\pi^0$  spektrumot vizsgáltam. A semleges pionok töltött hadronokhoz viszonyított aránya változhat a (pszeudo)rapiditás küggvényében. Ennek következményeként megváltozhatnak a midrapiditásban mért hadrontípusonkénti  $R_{dAu}^h(p_T)$  faktorok, azaz módosul a IV. 47. ábrán látható görbe, amelyet a STAR [134] kísérlet mért meg ( $\eta = 0$ ,  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV).



IV. 47. ábra: Az  $R_{dAu}^h(p_T)$ , a STAR [134] kísérlet alapján – midrapidításban.

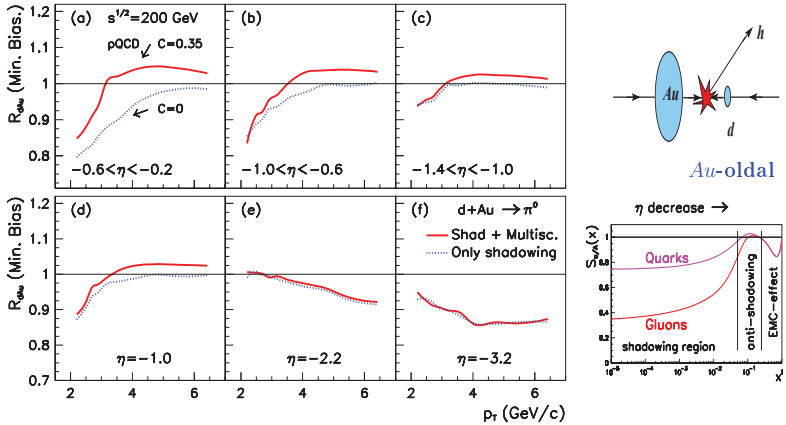
A IV. 42. és a IV. 47. ábrák arra engednek következtetni, hogy a barionok esetében kimért, nagyobb Cronin-effektus okozhatja a midrapiditás közeli (a) esetben az elméletileg számolt  $R_{dAu}^{\pi^0}(p_T)$  görbe felülbecslését [24]. A nagyobb  $\eta$  értékeknél a barion/mezon arány megváltozása további eltérést okozhat.

**A többszörös szórás effektivitása:** Elméleti modellemben a többszörös szórás effektivitása, azaz a Fermilab energiás kísérletekben meghatározott  $h_{pA}^{sat} \cdot C_{pA}^{sat}$  paraméter

nagysága megváltozzon. Ez az érték a (pszeudo)rapiditás növekedésével megváltozhat. Jelenlegi kísérleti adatok alapján erről a változásról még nem tudok nyilatkozni.

#### IV.4.2 A Cronin-effektus negatív pseudorapiditásoknál

A PHOBOS és a BRAHMS kísérletek felépítése és elhelyezkedése megengedi, hogy az ütköző  $Au$  és  $d$  atommagok a gyorsítógyűrűkben való felcserélése esetén, azonos nagyságú, negatív (pszeudo)rapiditásokban is meghatározzák a nukleáris módosulási faktort. Az RHIC további kísérleti között nem szerepel ilyen, a visszaszórt hadronokat tesztelő kísérlet. A STAR és PHENIX kísérletek ugyan szimmetrikusak a detektorbeli vertexpontra – így a rapiditásban is –, azonban ezen mérőberendezéseknél csak a midrapiditás közeli tartományokban van lehetőség nagy statisztikájú mérésekre.



IV.48. ábra: Az  $R_{dAu}^{p_0}(p_T)$  minimum bias  $dAu$  ütközéseiben  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV energián,  $\eta < 0$  értékekre.

Elméleti modellem lehetővé teszi, hogy meghatározzam a  $\pi^0$  produkcióra vonatkozó nuk-

leáris módosulási faktort  $dAu$  ütközésben a visszaszórt ( $\eta < 0$ ) pionok esetére is. Számolásaimat  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV tömegközépponti energián végeztem el.

A IV. 48. ábrán az előbbi IV. 46. ábra pszeudorapiditásainak megfelelő értékeknél határozta meg az  $R_{dAu}^{\pi^0}(p_T)$  faktort. *Kék pontozott vonallal* jelöltem a tisztán atommagbéli árnyékolással kapott eredményeimet. *Piros sima vonallal* jelöltem az árnyékolást és a többszörös szórást együttesen figyelembe vevő számolások eredményeit. A  $\eta \gtrsim 1$  esettől vizsgálva a  $(c - f)$  grafikonokat, a két görbe egybesimulni látszik. Ennek oka, hogy a deutériumban nem következik be igazán többszörös szórás.

A visszaszórt pionok esetében az alacsony- $p_T$ -s tartományban az  $R_{dAu}^{\pi^0}(p_T)$ -beli elnyomás egyre kisebb lesz, egészen  $\eta \approx 1$ -ig (ld.  $(a - d)$ ). Itt a többszörös szórás hiánya ellenére, relatív hozamnövekedést mutat a nukleáris módosulási faktor. Az  $(e - f)$  grafikonokon viszont éppen a nagy- $p_T$ -s tartományban látható egy erőteljes hozam-elnyomás. E jelenségek háttérében megint az atommagbéli árnyékolás effektusa áll. A IV. 48. ábra segédgrafikonját szemlélve látható, hogy az  $\eta$  csökkenésével a kinematikai tartományok áttevődnek az árnyékolási effektus – fő járulékát adó  $-x \gtrsim 0,1$  tartománybeli részébe. Az  $(a - b)$  grafikonok a görbék *csökkenő árnyékolási effektust* mutatnak, a  $(c - d)$  illetve  $(e - f)$  panelek pedig az *anti-árnyékolás* illetve az *EMC-effektus* hatását tükrözik.

## V A Cronin-effektus atommag-atommag ütközésekben

Az előző fejezetben kizárólag a  $pA$  illetve  $dAu$  ütközésekben keltett hadronok esetében vizsgáltam a Cronin-effektust. A modellemben a kezdőállapotú effektusok segítségével sikeresen reprodukáltam a midrapiditású és az előre-, illetve visszaszórt hadronspektrumot, valamint az ezekből számolható nukleáris módosulási faktort. A IV. fejezetben szándékosan nem ejtettem szót a nehézionütközésekben mérhető hadronprodukciónról, noha ez a parton modellben technikailag csak a  $pA$  eset általánosítása. Az alacsonyabb CERN SPS energiás atommag-atommag ütközésekben a kísérleti eredmények alá is támasztják ezt a várakozást. A magasabb RHIC energiás  $AuAu$  ütközésekbeli pion mérések eredményei viszont alatta maradnak az elméleti várakozásnak. Az RHIC részecskegyorsító indulásakor e meglepő kísérleti eredmény kapcsán került előtérbe a Cronin-effektus részletes vizsgálata  $pA$ ,  $dAu$  és  $AuAu$  ütközésekben.

Az értekezésemben alkalmazott modell ezen a ponton kapcsolódik a I. Bevezetőben tárgyalt kvark-gluon plazma kutatáshoz. A QGP-re utaló hard QCD szignatúra próbája ugyanis éppen ezzel a RHIC  $AuAu$  ütközéseiben igazolt pion-elyomás jelenségével hozható összefüggésbe. A midrapiditású  $AuAu$  ütközésekben tapasztalt hadron-elnyomás azonban nem írható le pontosan a  $dAu$  ütközésekbeli nukleáris hatások mechanizmusainak pontos ismerete nélkül.

### V.1 Hadronprodukción $AA'$ ütközésekben

A nehézion- azaz az atommag-atommag ütközések geometriai leírásához a III. fejezetben ismertetett ütközési geometriát általánosítom. A  $pA$  ütközés esetére megadott inklúzív

hadronprodukción (III.1) egyenlete a következő alakban írható át az  $AA' \rightarrow hX$  reakcióra:

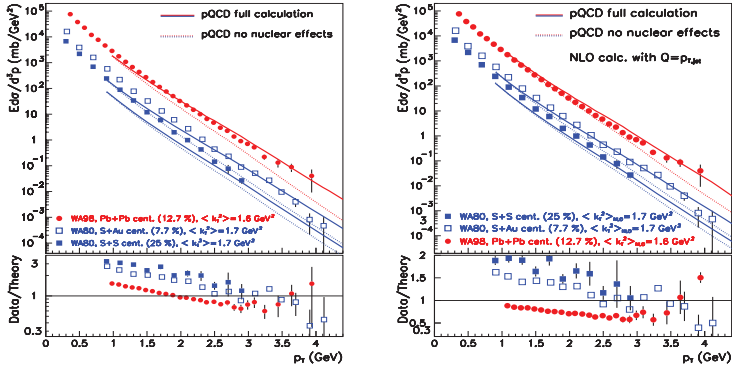
$$E_h \frac{d^3\sigma_h^{AA'}}{d^3p_h} = \sum_{abcd} \int d^2\mathbf{b} \int d^2\mathbf{r} \, t_A(|\mathbf{r}|) t_{A'}(|\mathbf{b}-\mathbf{r}|) \int dx_a dx_b \times \\ \times f_{a/A}(x_a, Q^2; \mathbf{b}) f_{b/A'}(x_b, Q^2; \mathbf{b}) \frac{d\sigma^{ab \rightarrow cd}}{dt} \left[ \frac{D_c^h(z_h, \tilde{Q}^2)}{\pi z_h^2} \right], \quad (\text{V.1})$$

ahol a két ütköző atommag mindegyikére definiáltam a  $t_A(\mathbf{b})$  vastagsági függvényt, ami az atommagok nukleonjainak egymáshoz viszonyított helyzetétől függ. Emellett az  $A$  és  $A'$  magokra is bevezettem az atommagra vonatkozó  $f_{a/A}(x_a, Q^2; \mathbf{b})$  nukleáris partoneloszlásokat. E nukleáris PDF-ek a III. fejezetben leírtaknak megfelelően mindkét atommag esetében tartalmazzák a kezdőállapotú effektusokat, azaz az atommagon belüli árnyékolást és a többszörös szórást. Az  $A$  és  $A'$  atommagok nukleonjainak partonjaira bevezetem a (III.6) egyenlettel definiált traszverzális 2-dimenziós impulzuseloszlást, amit az atommag egy partonjára, az (III.7) egyenlettel megadott impulzusszélesség-négyzet jellemez.

### V.1.1 Számolások $AA'$ ütközésekre CERN SPS és RHIC energián

Számolásaimban elsőként a CERN SPS energiákon  $SS$ ,  $SAu$  és  $PbPb$  ütközésekben vizsgálom a  $\pi^0$  produkciót a CERN WA80 [144] és WA98 [140] kísérletei alapján. LO [1] és NLO [2] számolásaim eredményei szerint modellem reprodukálja a mérési eredményeket, pusztán a III. fejezetben leírt kezdőállapotú nukleáris effektusokat felhasználva és általánosítva  $AA'$  ütközések esetére.

A V.49. ábrán *felső sorában* a fenti kísérletek által mért  $\pi^0$  spektrumokat hasonlítottam össze vezető rendű (*bal panel*) számolásaimmal [1], illetve az elsőrendű korrekciókat is figyelembe véve (*jobb panel*) [2]. A *kék kockák* a 0–25% centrális tartományban  $SS$  ütközésben keltett  $\pi^0$  spektrumot mutatja. A *kék üres négyzetek* a 0–7,7%-os centrális  $SAu$  végül a *piros pontok* az  $PbPb$  12,7%-os centrális ütközésben mért semleges pionspektrumot mutatják. Az elméleti számolások jól szeparálhatóak az egyes kísérleti adatok alapján. A két grafikonon *pontozott vonallal* jelöltem a bináris ütközési számmal skálázott  $pp$  ütközésbeli eredményeket. Az atommagbéli árnyékolást és többszörös szórást „bekapcsolva” pedig a *sima vonalakat* kaptam számolásaim eredményeül. A *pontozott* és *sima vonalak* eltérése  $p_T \approx 3-4$  körül már egy nagyságrendnyi, ami a többszörös szórás hatását jelzi.

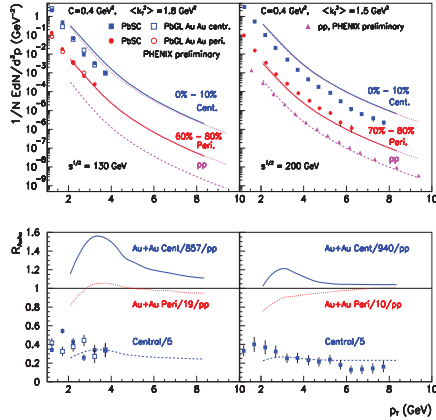


V. 49. ábra: A  $\pi^0$  produkció a WA80 [144] és WA98 [140] kísérleteiben CERN SPS energián.

A V. 49. ábra *alsó grafikonjain* a kísérleti adat és elméleti LO (*bal panel*) illetve NLO (*jobb panel*) számolásaim eredménye látható. Itt A CERN SPS  $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$  GeV illetve  $19,4$  GeV tömegközépponti energián a  $p_T \gtrsim 2$  GeV feletti tartományban a centrális ütközésekben számolt  $\pi^0$  produkció jól egyezik a WA80 és WA98 kísérletek adataival.

Az RHIC részecskegyorsító I. futásakor  $pp$ , majd a II. futásban  $AuAu$  ütközés esetében vizsgálta a hadronprodukción  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV és  $200$  GeV tömegközéppont energiákon. Ez utóbbi kísérletekben mért eredmények hamar az érdeklődés középpontjába kerültek. Az  $AuAu$  ütközésekben a  $\pi^0$  spektrum ugyanis mintegy ötszörös elnyomást mutatott a – kezdőállapoti effektusokra épülő – elméleti várakozásokhoz képest.

A midrapidity pionprodukción a V. 50. ábra *jobb* illetve *bal felső paneljei* mutatják  $pp$  és  $AuAu$  ütközésben  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV illetve  $200$  GeV tömegközépponti energián [3]. A PHENIX [120, 123] kísérlet méréseit  $pp$  esetre a *háromszögek* jelölik, az  $AuAu$  0 – 10%-os centrális ütközésben a *kék kockák*, végül 60 – 80%-os illetve 70 – 80%-os periférikus esetben a *piros pontokkal* jelöltem. A kísérleti paraméterek alapján a számolásaim eredményét  $pp$  esetben a *szaggatott vonalak*, centrális illetve periférikus  $AuAu$  ütközésben *kék* illetve *piros sima vonalakkal* ábrázoltam. A bináris ütközési számmal skálázott  $pp$  számolásokat a



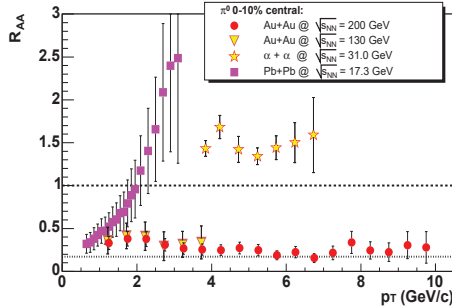
V.50. ábra: A  $\pi^0$  produkció és a  $R_{AuAu}^{\pi^0}(p_T)$  RHIC energián  $AuAu$  ütközésekben.

pontozott vonalak jelzik. A  $pp$  referencia- és a periférikus  $AuAu$  ütközésbeli  $\pi^0$  spektrum-számolások jó egyezést mutatnak a midrapidiású ( $|y| \leq 0,35$ ) PHENIX mérésekkel.

A centrális  $AuAu$  ütközésekben az eléleti modellhez képest a mért  $\pi^0$  spektrum csökkenését figyelhetjük meg a nagy  $p_T$ -s tartomány felé jutva. Ezt a jelenséget hívjuk *jet*-vagy *pion-elnyomásnak*. Jobban látható ez az elnyomás a V. 50 . ábra *alsó panelein*, ahol az nukleáris módosulási faktort rajzoltam fel. A *pontozott vonallal* a periférikus, *sima vonallal* a centrális esetben meghatározott  $R_{AuAu}^{\pi^0}(p_T)$  tényezőt hasonlítom össze a *négyszetekkel* jelölt kísérleti eredményekkel. A *szaggatott vonal* a centrális  $AuAu$  alapján számolt  $R_{AuAu}^{\pi^0}(p_T)/5$  görbe, amely az elnyomás nagyságrendjét hivatott mérni. A pion elnyomás okát a következő alfejezetekben tárgyalom. Megjegyzem, hogy a  $b$ -független HIJING árnyékolás  $\sqrt{s_{NN}}$ -függését tükrözi, hogy a 130 GeV tömegközépponti energiáról áttérve a 200 GeV-re, a Cronin-csúcs maximuma – periférikus és centrális esetben is – 10 – 30%-kal esik.

Különböző tömegközépponti energián mért  $AA$  ütközésekben az  $R_{AA}^{\pi^0}(p_T)$  faktorokat össze-





V. 51. ábra: Nukleáris módosulási faktor CERN SPS és RHIC energián.

hasonlítva jól szemléltethető a pion-elnyomás [95] cikk alapján a V. 51. ábrán. Az ábra alapján látható, hogy az elnyomásért felelős effektus az energiasűrűségtől függ. Ezt támasztja alá az is, hogy a midrapidiásban mért RHIC energiás  $dAu$  kísérletekben nem volt megfigyelhető a jelenség (ld. IV. 43. ábra).

## V.2 A jet-elnyomás vizsgálata $AA'$ ütközésekben RHIC energián

A pion-elnyomásért felelős effektus a CERN SPS energiás  $AA'$  kísérletekben nem volt kimutatható. Emellett a nagyobb a RHIC energiás  $pp$  illetve  $dAu$  kísérleti eredmények sem mutattak hadronspektrumbeli elnyomást. Ez arra enged következtetni, hogy a jelenség az energiasűrűség megnövekedésével van összefüggésben.

Reakció	$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)	$\epsilon_{Bj}$ (GeV/fm <sup>3</sup> )
$S + S \rightarrow \pi^0 + X$	17,3	1,3
$S + Au \rightarrow \pi^0 + X$	19,4	2,6
$Pb + Pb \rightarrow \pi^0 + X$	17,3	3,2
$Pb + Au \rightarrow \pi^\pm + X$	17,3	3,0
$Au + Au \rightarrow \pi^0 + X$	130	5,0 $\gtrsim$
$Au + Au \rightarrow \pi^0 + X$	200	6,3 $\gtrsim$

V.2.. Táblázat: Az  $\epsilon_{Bj}$  energiasűrűség  $AA'$  ütközésekben a Bjorken-becslés alapján [95]

A Bjorken-becsülés segítségével meghatározható az  $AA'$  ütközésekben keletkezett  $\epsilon_{Bj}$  energiasűrűség (ld. V. 2. táblázat). A  $\epsilon_c < \epsilon_{Bj}$  kritikus értéknél nagyobb energiasűrűség esetén a kvarkok kiszabadulnak a hadronokból. Forró, erősen kölcsönható, színes anyagot anyag jön létre, melyben új effektusok jelenhetnek meg. Ilyen a partonok nem-Abeli energiavesztése.

### V.2.1 A jetek indukált nem-Abeli energiavesztése

A kvantumszindinamikai tárgyalásban ha a QGP fázist feltételezzük a partonok az erősen kölcsönhatnak a QGP színes partonjaival. A színes anyagon áthaladó nagy energiás parton nem-Abeli-kölcsönhatás során energiát veszít. A nagyenergiájú partonok, vagy jetek energiavesztése analóg a töltött részecskék Bethe–Bloch-féle elektrodinamikai (Abeli) energiavesztésével. A nagyenergiájú kvark vagy gluon jetek nem-Abeli energiavesztését több kvantumszindinamikai modell is leírja.

Feltételezzünk egy időátlagolt sztatikus plazmát. A nem-Abeli sugárzási energiavesztést a  $\Delta E(E, L)$  függvény adja meg, amely a jet vezető részecskéjének  $E$  energiájától és a közegben megtett  $L$  útjától, valamint a színes közeg  $\bar{n}$  gluon-sűrűségétől (*opacitásától*) függ. A gluonsűrűség és a részecske által a közegben megtett  $L$  úthossza között a  $\lambda_g = L/\bar{n}$  szabad úthossz teremt kapcsolatot. Ekkor a két legeleterjedtebb leírás a következő:

**BDMPS-modell** ( $L \gg \lambda_g$ ): A *Baier–Dokshitzer–Müller–Peigné–Schiff* (BDMPS) által javasolt modell a *vastag* nem-Abeli plazmában való energiavesztést adja meg a következő alakban [145]:

$$\Delta E_{BDMPS} = \frac{C_R \alpha_s}{4} \cdot \frac{L^2 \mu^2}{\lambda_g} \cdot \tilde{v} . \quad (\text{V.2})$$

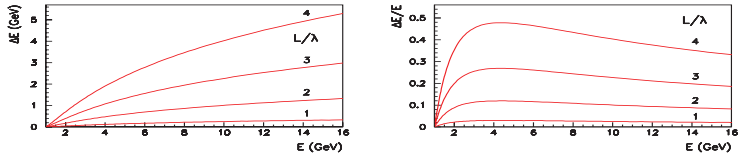
**GLV-modell** ( $L \sim \lambda_g$ ): A *Gyulassy–Lévai–Vitev* (GLV) a *vékony* plazmában adja meg a partonok vezető rendű energiavesztését<sup>43</sup>:

$$\begin{aligned} \Delta E_{GLV}^{(1)} &= \frac{2C_R \alpha_s EL}{\pi \lambda_g} \int_0^1 dx \int_0^{k_{max}^2} \frac{d\mathbf{k}_T^2}{k_T^2} \int_0^{q_{max}^2} \frac{d^2 \mathbf{q}_T \mu_{eff}^2}{\pi (\mathbf{q}_T^2 + \mu^2)^2} \cdot \frac{2\mathbf{k}_T \cdot \mathbf{q}_T (\mathbf{k} - \mathbf{q})_T^2 L^2}{16 x^2 E^2 + (\mathbf{k} - \mathbf{q})_T^4 L^2} = \\ &= \frac{C_R \alpha_s}{N(E)} \frac{L^2 \mu^2}{\lambda_g} \log \left( \frac{E}{\mu} \right) . \end{aligned} \quad (\text{V.3})$$

<sup>43</sup>Megmutatható, hogy a teljes számolás jól közelíthető a vezető rendűvel:  $\Delta E_{GLV} \approx \Delta E_{GLV}^{(1)}$  [146]

Mindkét esetben a  $C_R$  a jet színes Casimir-faktora,  $\mu/\lambda_g \sim \alpha_s^2 \rho_{part}$  a közeg transzport koefficiense, amely a  $\rho_{part}$  partonsűrűséggel arányos. A  $\mu$  változó a színes Debye-árnyékolás skálája, a  $\lambda_g$  pedig a gluon szabad úthossza. Az  $N(E)$  energiafüggő tag e közelítésben 4-hez tart asszimptotikusan.

A RHIC nagyenergiás  $AuAu$  ütközéseiben keltett  $\pi^0$  spektrum analízise kimutatta, hogy ez utóbbi GLV jet-elnyomással számolva jól reprodukálhatóak a kísérleti adatok, míg a BDMPs-modell túl erős elnyomást eredményez [145, 146]. Ennek okán csak a GLV-moddellel és annak eredményeivel foglalkozom.



V. 52 ábra: A jetek ergiavesztése és a relatív energiavesztése különböző opacitásoknál [15].

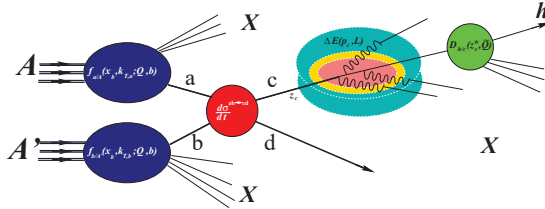
A V. 52 . ábra *bal grafikonja* a (V.3) egyenlet alapján számolt a jetek energiavesztését, *jobb panelje* pedig a relatív energiavesztését mutatja. Az ábrázolásban ideális sztatikus plazmát vettünk alapul  $\mu = 0,5$  GeV Debye-árnyékolási skálával, a gluonok átlagos szabad úthosszát  $\lambda_g = 1$  fm-nek vettem. Az  $\alpha_s = 0,3$  érték mellett a  $\bar{n} = L/\lambda_g$  gluonsűrűség különböző értékeinél kapjuk a fenti görbéket [15, 146].

A grafikonról leolvasható, hogy a GLV jet-energiavesztés a  $E \sim 2 - 10$  GeV jet-energia-tartományban közel lineáris, nagyon magas  $E \gtrsim 10$  GeV esetén pedig  $\sim \log(E)/E$  szerint csökken.

### V.2.2 Jet elnyomás a parton modellben – végállapoti effektusok

A nagyenergiás ütközésekben a hard folyamatban keltett parton részecskezépport kelt. Ennek *vezető partonja* a hadronizációs folyamat során hadronná alakul, amit a II.20. alfejezetben leírt fragmentációs függvényekkel modellezünk. Ha forró, sűrű, szabad színtöltésekkel rendelkező közegen halad át a parton-jet, a (V.3) egyenlet alapján energiát veszít. Ez

az energiavesztés a hard folyamat után, végállapotban a fragmentáció bekövetkezése előtt zajlik le, ezért *végállapotú effektusnak* nevezzük.



V.53. ábra: A jet-elnyomás a parton modell alapján  $A + A' \rightarrow h + X$  ütközésekben.

A vezető parton  $p_c$  impulzusa a plazmában megtett  $L$  úthossz alatti energiavesztés során eltolódik, amely kifejezhető a parton  $z_c$  impulzushányadával is:

$$p_c^*(L/\lambda_g) = p_c - \Delta E(E, L) \longrightarrow z_c^* = z_c / (1 - \Delta E/p_c) . \quad (\text{V.4})$$

A vezető parton a nem-Abeli energiavesztés után  $z_c^*$  impulzushányaddal rendelkezik. Ez a csökkentett impulzushányad a fragmentációs függvényben fejt ki hatását a következő egyenletek által:

$$\frac{D_{\pi/c}(z_c, \tilde{Q}^2)}{\pi z_c^2} \longrightarrow \frac{z_c^*}{z_c} \frac{D_{\pi/c}(z_c^*, \tilde{Q}^2)}{\pi z_c^2} . \quad (\text{V.5})$$

A keletkezett hadronspektrum az anyagban megtett  $L$  úthossz függvényében elnyomódik a RHIC energiás  $AA'$  ütközésekben. A (V.1) és (V.5) egyenletek által lehetőség nyílik a parton modell formalizmusán belül a V.53. ábrán megadott  $A + A' \rightarrow h + X$  folyamatok tárgyalására. Ebben a modellben a  $\bar{n}$  paraméterrel vehetjük figyelembe a jet-elnyomást.

### V.2.3 A QGP hard próbája – jet-tomográfia

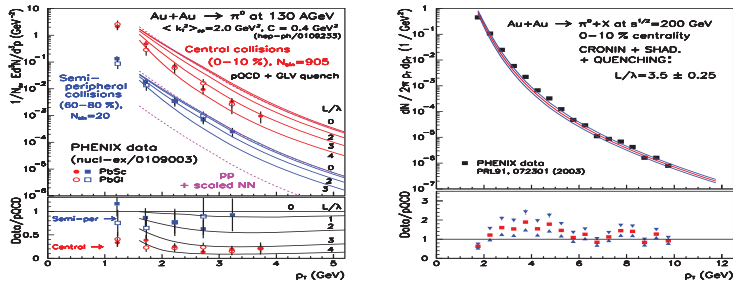
A forró sűrű színes anyagon áthatadó kvark vagy gluon jet veszít energiájából. Az energiavesztés mértékéből megállapítható a  $\bar{n}$  gluonsűrűség, ez információt ad arról, hogy a keletkezett anyaggal való kölcsönhatás megegyezik-e a kvark-gluon plazmában várható fizikai effektusokkal. Ezáltal megvalósulni látszik a bevezetőben leírt szignatúra azaz a kvark-gluon plazma *QCD hard próba* áltai tesztelése.

A gluonsűrűség meghatározásának módszere analóg a a tomográfiás eljárással. A kölcsönható közegen áthaladó jet energiavesztése egyre nagyobb az  $\bar{n}$  gluonsűrűség (opacitás) növekedésével. Az atommag-atommag ütközésekben meghatározott  $\bar{n}$  által a jet-elnyomás nagyságának feltérképezése, „képet” adhat a keletkezett QGP tulajdonságairól. Ezt az eljárást nevezi a szakirodalom szemléletesen *jet-tomográfiának* [147].

Értekezésem ezen utolsó alfejezetében számolási eredményeim alapján bemutatom a jet-tomográfiási eljárást. Modellem és a GLV jet-elnyomás segítségével meghatározom az átlagos  $\bar{n}$  opacitást a RHIC minimum bias  $AuAu$  ütközéseiben. A számolásimat finomítva a ezen opacitás értékek centralitásfüggését is megadom. Végül a PHENIX [124] adatok alapján ellenőrzöm a modellt az előreszórt  $AuAu$  ütközésben mért pionprodukción alapján.

#### JET-ELNYOMÁS A MINIMUM BIAS $AuAu$ ÜTKÖZÉSEKBN – MIDRAPIDITÁSNÁL

Elsőként a  $\pi^0$  spektrumokat állítom elő a parton modellbe épített GLV jet-elnyomás segítségével a RHIC  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV illetve 200 GeV tömegközépponti energiákon a PEHNIX [123] kísérleti mérései alapján.



V. 54. ábra: Pionspektrumok a RHIC  $AuAu$  ütközéseiben a PHENIX [123] kísérleteiben  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV és 200 GeV energián. [12, 15]

A V. 54. ábrák *felső grafikonjai* az  $AuAu$  ütközésekben mért  $\pi^0$ -spektrumot mutatja [12, 15]. A *bal grafikonon* a PHENIX [123] centrális (0–10%, *piros pontok*) és szemi-periférikus

(60 – 80%, *kék négyzetek*) kísérleti adatokat rajzoltam fel  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV-es ütközés esetén. *Szaggatott vonal* jelzi a modellem alapján számolt  $pp$  ütközésben keltett semleges pionok spektrumát illetve ezt a bináris ütközési számmal felskálázva. Az  $AuAu$  ütközésekben a  $\pi^0$ -számolásaimat az opacitás különböző értékeinél is ábrázoltam ( $\bar{n} = L/\lambda_g = 1-4$ ). Az ábráról leolvasható, hogy centrális esetben a  $\bar{n} \approx 3,5$ , szemi-periférikusban pedig a  $\bar{n} \approx 1,5$  érték az amely a legjobban leírja a kísérleti eredményeket. A *jobb panelen* a  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV tömegközépponti energián a PHENIX [123] által mért adatokat (*kockák*) és a  $\bar{n} \approx 3,5 \pm 0.25$  opacitásérték mellett számolt elméleti eredményeimet rajzoltam fel *piros sima vonallal*. A V. 54. ábra *alsó paneljei* mindkét esetben lineáris skálán mutatják a kísérleti adatok és az elméleti számolások hányadosát.

A  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV-es minimum bias, illetve a  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV-en mért centrális eredmények azt mutatták,  $AuAu$  ütközésben elegendően nagy az energiasűrűség ahhoz, hogy a jet-elnyomás jelensége a kvark-gluon plazmával azonos tulajdonágú állapot jöjhessen létre.

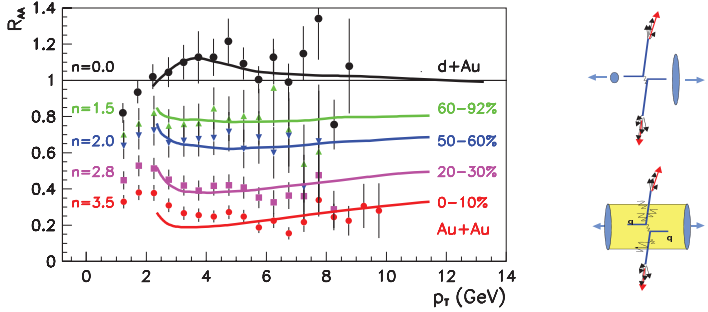
#### CENTRALITÁS-FÜGGÉS ÉS JET-TOMOGRAFIA MIDRAPIDITÁSBAN

Részletesebb analízisre ad módot centralitásfüggő  $\pi^0$  produkció amelyet a PHENIX [125] és a STAR [131] kísérletek határoztak meg  $AuAu$  ütközésekben 10%-os centralitás-tartományonként. A midrapiditású centralitásfüggő kísérleti adatok felhasználásával megvizsgálható az opacitás centralitásfüggése, amely az adott centralitású ütközésekben létrejött forró sűrű partonanyagról nyilatkozik.

Az centralitás-analízist a V. 55. ábrán a nukleáris módosulási faktor segítségével mutatn be. A grafikonon a PHENIX  $dAu$  [122] kísérleteiben mért minimum bias adatai és a számolásaimból kapott *fekete sima vonal* mutatja az  $R_{dAu}^{\pi^0}(p_T) > 1$  tényezőt. Ebben a  $dAu$  számolásban az opacitás paraméter értéke  $\bar{n} = 0$ , hiszen ebben az ütközésben az energiasűrűség nem elegendő a kvark-gluon plazma létrejöttéhez (ld. *jobb felső kis ábra*).

Az  $AuAu$  [123] ütközésben a periférikus (80 – 92%) esettől kezdve a legcentrálisabb (0 – 10%) ütközésig a mért  $R_{AuAu}^{\pi^0}(p_T)$  elméleti reprodukálásához egyre nagyobb opacitás érték adódik<sup>44</sup>:  $\bar{n}(80 - 92\%) = 1,5$ ;  $\bar{n}(50 - 60\%) = 2,0$ ;  $\bar{n}(20 - 30\%) = 2,8$  illetve  $\bar{n}(0 - 10\%) = 3,5$ . Az egyre növekvő ütközési centralitás egyre vastagabb plazmát eredmé-

<sup>44</sup>A további centralitásokban mért adatokat az átfedés elkreülése végett hagytam el.



V.55. ábra: Jet-tomográfia  $dAu$  és  $AuAu$  ütközésekben a PHENIX [125, 122, 123] és a STAR [131] adatai alapján [12, 13].

nyez, amely a nagyobb opacitás szükségességében nyilvánul meg számolásaimban (*ld. jobb alsó kis a ábra*). Az egyre vastagabb plazmán áthaladó jetek esetenként teljes energiájukat elveszíthetik, amelyet a STAR [58] és PHENIX [57] kísérletek kétrészecske korrelációs mérései is kimutattak.

Midrapiditásban a  $dAu$  ütközésben kapott Cronin-effektus a kezdőállapoti többszörös szórást hatására jött létre. Ezt az extra részecskehozamot kissé csökkentette az atommagon belüli árnyékolás (maximum 10–20%-kal). A  $AuAu$  ütközésekben viszont egy ennél sokkal nagyobb határfokú jelenség működik: a jet-elnyomás. Sztatikus időátlagolt plazmát feltételezve az  $\bar{n} \approx 3,5$  opacitás mellett az elnyomás értéke akár  $\sim 5$ -szörös is lehet – ami igen erős nukleáris végállapoti effektust jelez.

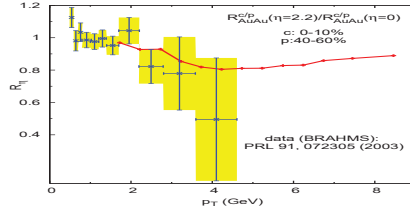
#### AZ $AuAu$ ÜTKÖZÉS NAGY PSZEUDORAPIDITÁSNÁL

Az  $AuAu$  ütközésben mért előreszórt azonosítatlan töltött hadronok esetére a BRAHMS [128] kísérlet szolgáltatott adatokat. A  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV tömegközépponti energián meghatározták az  $R_{\eta}^{AuAu}(p_T)$  arányt:

$$R_{\eta}^{AuAu}(p_T) = \frac{R_{c/p}^{AuAu \rightarrow h^{\pm}}(\eta = 2, 2; p_T)}{R_{c/p}^{AuAu \rightarrow h^{\pm}}(\eta = 0, 0; p_T)}, \quad (\text{V.6})$$

ahol  $R_{c/p}^{AuAu \rightarrow h^{\pm}}(\eta; p_T)$  a IV. fejezet elején az (IV.4) egyenlettel definiált centrális/periferikus

hozamok aránya az adott  $\eta = 2,2$  illetve  $\eta = 0,0$  rapiditásoknál. Számolásaimban mind



V.56. ábra: A  $R_{\eta}^{AuAu}(p_T)$  arány a BRAHMS [128] kísérleteiben és számolásaimban.

midrapiditásnál, mind pedig az  $\eta = 2,2$  előreszórt esetben az  $\bar{n} = 3,5$  opacitással számoltam. A BRAHMS kísérleti pontjaival hibahatáron belül jól egyeznek elméleti számolásaim.



## Összefoglalás – diszkusszió

Doktori értekezésem a Cronin-effektus vizsgálatával foglalkozik proton-atommag és atommag-atommag ütközésekben. A korai CERN SPS, Fermilab kísérleti adatok azt mutatják, hogy ezekben a folyamatokban az egy nukleonra jutó részecskehozam megnövekszik a közepes  $2 \text{ GeV} \lesssim p_T \lesssim 6 \text{ GeV}$  transzverzális impulzus-tartományban. Ennek a fizikai jelenségnek az elméleti reprodukcióját és analízisét tűztem ki célomnak.

A nagyenergiás proton-proton ( $pp$ ), proton-atommag ( $pA$ ) és atommag-atommag ( $AA'$ ) ütközésekbeli inklúzív hadronspektrumokat a perturbatív kvantumszíndinamika (pQCD) alapú parton modell írja le. A szokásos tárgyalásban ez egy longitudinálisan dominált, 1-dimenziós modell, amely a partoneloszlások, partonikus hatáskeresztmetszetek és fragmentációs függvények konvolúciójából tevődik össze. Ebben a képben elhanyagoljuk a partonok transzverzális impulzus-eloszlását, mely nélkül nem tárgyalható a – Cronin-effektusért felelős – atommagon belüli többszörös szórás.

Doktori munkám első lépéseként a hagyományosan használt 1-dimenziós parton modellt kellett általánosítanom 2 + 1-dimenzióssá. A formalizmus során a 3-dimenziós kinematikai képben kidolgoztam a bevezetett 2-dimenziós transzverzális impulzuseloszlással kiterjesztett fenomenologikus parton modellt. A proton-proton ütközésekben keltett pionok spektrumát vizsgálva meghatároztam a bezárt partonok 2-dimenziós belső transzverzális impulzuseloszlását (*belső- $\mathbf{k}_T$* ), amelyet Gauss-függvénnyel adtam meg [1]. Megvizsgáltam a Gauss-eloszlást jellemző  $\langle k_T^2 \rangle_{pp}$  paraméter  $p_T$ ,  $\sqrt{s}$ , és faktorizációs skálától való függését. Analízisemet vezető rendű (LO) és elsőrendű korrekciókat tartalmazó (NLO) pQCD leírásban is elvégeztem [2, 3]. Emellett kidolgoztam a  $K_{jet}^h$  faktor fenomenologikus közelítő eljárást, mellyel az NLO számolások számítási ideje nagyságrendekkel csökkenthető [4]. Az

LO, NLO és  $K_{jet}^h$ -faktor eljárásokkal a  $\pi$ -spektrumokat 10 – 30%-os pontossággal sikerült illesztenem [5].

A pontos  $pp$  számolásokban meghatározott  $\langle k_T^2 \rangle_{pp}$  paraméter alapját képezte a proton-atommag ütközésbeli elemzésemnek. Az általánosított parton modell lehetőséget adott, hogy az *atommagbéli árnyékolás* mellett a atommagon belüli *többszörös szórás* hatását is figyelembe vehessem számolásaimban. E két *kezdőállapot*i effektus segítségével a  $pA$  ( $dAu$ ) ütközésekben keltett pionok spektrumát 20 – 40%-os pontossággal meghatároztam. A fenomenologikus modell lehetővé tette a  $pA$  illetve  $dAu$  ütközésekben a többszörös szórás hatására bekövetkező Cronin-effektus reprodukcióját és elemzését [1, 2, 3, 6, 7, 8, 9].

A Cronin-effektus analízisen belül  $pA$  ( $dAu$ ) ütközésekben a következőket vizsgáltam meg fenomenologikusan kiterjesztett parton modellem segítségével:

**Tömegszámtól való függés:** Az NA49-es kísérlet egyik tervezett projektje a Cronin effektust, illetve annak atommag mérettől ( $A$ ) való függését vizsgálná ólomüveg detektorok segítségével [10]. A transzverzális impulzusspektrum  $A$  függésének analízisét a [6] cikkben végeztem el. Néhány nevezetes atommag ( $Be, S, Ti, In, Au$ ) esetében elméleti jóslatot adtam.

**Centralitásfüggés  $dAu$  ütközésekben:** Meghatároztam a Cronin effektus centralitásfüggését RHIC energián  $dAu$  ütközésekben, midrapiditásnál ( $y = 0$ ). Számolásaim igazolták, hogy az atommagbéli árnyékolás és a Cronin effektusért felelős többszörös szórás ellentétes hatása adja meg a  $dAu$  ütközésekben az adott centralitás tartományokban az  $R_{dAu}^{\pi^0}(p_T)$ -görbe tendenciáit, mely jóslatok 10 – 20% pontossággal egyeznek a PHENIX kísérlet eredményeivel [6, 8].

**Előre- és visszaszórt hadronprodukciónk – az  $\eta$ -függés:** A RHIC részecskegyorsítóbeli BRAHMS és PHOBOS kísérletek lehetővé tették az előre szóródó ( $\eta > 0$ ) töltött részecskék spektrumának mérését  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV energián. Modellem segítségével, a kísérleti eredmények bemutatásával párhuzamosan, meghatároztam a pion produkciót ezen  $\eta$  tartományokban és jó egyezést kaptam [8, 11]. Emellett a visszaszórt részecskékre is kiszámítottam a Cronin-effektust. Megállapítottam, hogy az RHIC energiás ütközésekben az atommagbéli árnyékolási, anti-árnyékolási és EMC-

---

effektusa erőteljesebb hatásként jelenik meg, mint a többszörös szórás. Ezt a hatást [8, 9] cikkeimben mutattam meg.

A  $pA$  ( $dAu$ ) ütközések analizisével párhuzamosan az  $AA'$  ütközésekben keltett pionok vizsgálatát is elvégeztem. A kezdőállapotú effektusok segítségével meghatároztam CERN SPS energián a WA80 és WA98 kísérletek  $SS$ ,  $SAu$  és  $PbPb$  ütközéseiben kapott  $\pi^0$ -spektrumokat [1, 2]. A centralitás függés analizisét a RHIC  $AuAu$  ütközésekben keltett pionok spektrumára is meghatároztam. Itt azonban már a kezdőállapotú effektusok mellett figyelembe kellett vennem a GLV jet-elnyomás (jet-quenching) hatását. Ennek szükségességét a korábbi  $K_{jet}^h$ -faktossal becsült NLO számolásaim is mutatták [3, 6]. A GLV jet-elnyomást – mint végállapotú effektust – alkalmazva meghatároztam a keletkező forró, színes anyag átlagos opacitásának centralitásfüggését [12, 13]. A centrális és minimum bias  $AuAu$  ütközésekben kapott nagy opacitás értékek ( $\bar{n} = 3, 5$ ) alapján valószínűsíthető a kvark-gluon plazma (QGP) megjelenése.

A doktori munkámhoz kapcsolódóan részt vettem a jet-elnyomás elméleti vizsgálatában, valamint az ehhez kapcsolódó numerikus, jet-tomográfiás számolások háttéranalízisében [15, 16, 17, 18, 19, 20, 21].

## Köszönetnyilvánítás

Doktori munkám irányításában és értekezésem elkészítésében nyújtott baráti és szakmai segítségért és támogatásért köszönettel tartozom témavezetőmnek: Lévai Péternek.

Köszönettel tartozom a programfejlesztésért és a lelkes szakmai diszkussziókért Papp Gábornak, valamint Fái Györgynek a cikkek és jelen értekezés elkészítésében nyújtott segítségéért.

Doktori munkám háttéréül szolgáló, szerető családi háttér biztosításáért, megköszönöm feleségem Henriette és kislányom Ágnes kitartását.

A mindennapi és nem mindennapi problémák megoldásában nyújtott segítségért köszönet illeti Bagoly Zsoltot, Barna Dánielt, Csernai László Pált, Csernai–Till Ágnest, Gyulassy Miklóst, Dieter Rölicheit, Sajo-Bohus Lászlót, Siklér Ferencet, Vesztergombi Györgyöt, Voit Moinikát és Yi Zhangot.

Ezú ton szeretném megköszönni az MTA KFKI Részecske- és Magfizikai Kutatóintézet Részecskefizikai valamint Elméleti Főosztályának, az ELTE TTK Informatika Technológiai Oktatási Laboratóriumának, végül a norvégiai University of Bergen BCPL, BTC Marie Curie Training Site-nak, hogy az ott lévő technikai berendezéseket, számítógépeket használhattam doktori munkám során.

Doktori munkámat a következő pályázatok támogatták: NSF INT-0000211, FKFP220/2000, OTKA T032796, T034842, U047552 valamint az MTA–Dubna egyezmény és a European Physics Society. Jelenleg az OTKA T043455, T043517, T047050 és az U.S. DOE DE-FG02-86ER40251 pályázatoknak vagyok részese.

## Hivatkozások

- [1] Y. Zhang, G. Fai, G. Papp, *G.G. Barnaföldi*, P. Lévai: Phys.Rev. **C65**, 034903 (2002);
- [2] G.G. Barnaföldi, P. Lévai, G. Papp, G. Fai, Y. Zhang: APH NS Heavy Ion Phys. **18**, 79 (2003);
- [3] G.G. Barnaföldi, P. Lévai, G. Papp, G. Fai, Y. Zhang: Proceedings of XXXII. International Symposion on Multiparticle Dynamics (ISMD'02) Alusha, Crimea, Ukraine, 7-13 September 2002, 145.;
- [4] G.G. Barnaföldi, G. Fai, P. Lévai, G. Papp, Y. Zhang: J.Phys. **G27**, 1767 (2001);
- [5] G. Papp, *G.G. Barnaföldi*, P. Lévai, G. Fai: **hep-ph/0212249**;
- [6] G.G. Barnaföldi, G. Papp, P. Lévai, G. Fai: University of Milano Ricerca Scientifica ed Educatione Permanente 549. o. **nucl-th/0307062** ;
- [7] P. Lévai, G. Papp, *G.G. Barnaföldi*, G. Fai: **nucl-th/0306019**;
- [8] G.G. Barnaföldi, G. Fai, P. Lévai, G. Papp: J. Phys. **G 30**, S1125 (2004);
- [9] G.G. Barnaföldi, G. Fai, P. Lévai, G. Papp: nyomtatásban a APH NS Heavy Ion Phys. folyóiratban (2005);
- [10] Gy. Vesztergombi: *Privát diszkusszió az NA49 kísérlet lehetséges folytatásáról*;
- [11] G.G. Barnaföldi, G. Papp, P. Lévai, G. Fai: Nucl. Phys. **A749C**, 291 (2005);

- [12] G.G. Barnaföldi, P. Lévai, G. Papp, G. Fai, M. Gyulassy: Eur. Phys. Jour. **C33**, S609 (2004);
- [13] G.G. Barnaföldi: Progress in Particle and Nuclear Physics **52**, 2 (2004);
- [14] G.G. Barnaföldi, P. Lévai, G. Papp, G. Fai: *beküldve a JHEP folyóirathoz*;
- [15] P. Lévai, G. Papp, G. Fai, M. Gyulassy, G.G. Barnaföldi, I. Vitev, Y. Zhang: Nucl.Phys. **A698**, 631 (2002);
- [16] G. Papp, G.G. Barnaföldi, G. Fai, P. Lévai, Y. Zhang: Nucl.Phys. **A698**, 627 (2002);
- [17] G. Fai, G.G. Barnaföldi, M. Gyulassy, P. Lévai, G. Papp, I. Vitev, Y. Zhang: Journal of High Energy Physics, *PRHEP-hep2001/242* Trieste, (2001);
- [18] G. Papp, P. Lévai, G.G. Barnaföldi, Y. Zhang, G. Fai: Acta Phys.Polon. **B32**, 4096 (2001);
- [19] P. Lévai, G.G. Barnaföldi, G. Papp, M. Gyulassy, I. Vitev, G. Fai, Y. Zhang: Proceedings of Hirschegg 2002, Ultrarelativistic Heavy-Ion Collisions, 326, (2002);
- [20] P. Lévai, M. Gyulassy, I. Vitev, G.G. Barnaföldi, G. Papp, G. Fai, Y. Zhang: Proc. of the XXXth Int. Symposium on Multiparticle Dynamics (ISMD 2000), Tihany, Lake Balaton, Hungary, 9-15 Oct 2000, 541. o, Szerk.: T. Csörgő, S. Hegyi, W. Kittel, World Scientific, 2001;
- [21] G. Papp, G.G. Barnaföldi, G. Fai, P. Lévai, Yi Zhang: Proceedings of Hirschegg 2000, Hadrons in dense matter 280. (2000);
- [22] J. W. Harris B. Müller: Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **46**, 71 (1996);
- [23] J. W. Cronin et al. [CP]: Phys. Rev. **D11**, 3105 (1975); Phys. Rev. Lett. **31**, 1426 (1973);
- [24] D. Antreasyan et al. [CP]: Phys. Rev. **D19**, 764 (1979); Phys. Rev. Lett. **38**, 112 (1977); Phys. Rev. Lett. **38**, 115 (1977);
- [25] F.E. Close: *An Introduction to Quarks and Partons*, Academic Press, London, 1981;

- [26] S. Eidelman *et al.*: *Review of Particle Physics*, Phys. Lett. **B592** 1 (2004);
- [27] G. Altarelli, G. Parisi: Nucl. Phys. **B126**, 329 (1977);
- [28] PDFLib: <http://cernlib.web.cern.ch/cernlib/>;
- [29] HEPDATA: <http://durpdg.dur.ac.uk/HEPDATA/pdf>;
- [30] CTEQ: <http://www.phys.psu.edu/~cteq/>;
- [31] M. Gluck, E. Reya, A. Vogt: Z. Phys. **C53**, 127 (1992); Z. Phys. **C67**, 433 (1995);
- [32] A.D. Martin, R.G. Roberts, W.J. Stirling, R.S. Thorne: Eur. Phys. J. **C4**, 463 (1998);  
Eur. Phys. J. **C14**, 133 (2000); Eur. Phys. J. **C23**, 73 (2002);
- [33] S. Alekhin: Phys.Rev. **D68**, 014002 (2003);
- [34] M. Hirai, S. Kumano M. Miyama: Phys. Rev. **D64** 034003 (2001);
- [35] M. Hirai, S. Kumano, T.-H. Nagai: Phys.Rev.**C70**, 044905 (2004);
- [36] L. Bourhis, M. Fontannaz, J.Ph. Guillet: Eur. Phys. J. **C2**, 529 (1998);
- [37] C.F.Berger: Phys.Rev. **D66**, 116002 (2002);
- [38] B.A. Kniehl, G. Kramer, B. Pötter: Nucl. Phys. **B597**, 337 (2001);
- [39] J.Binnewies, B.A.Kniehl, G. Kramer: Z. Phys. **C65**, 471 (1995); Phys. Rev. **D52**, 4947 (1995);
- [40] S. Kretzer: Acta. Phys. Polon. **B36**, 176 (2005); S. Kretzer, E. Leader, E. Christova:  
Eur. Phys. J. **C 22**, 269 (2001);
- [41] T.Binoth, J.Ph. Guillet, E. Pilot, M. Werlen: Eur. Phys. J. **C16**, 311 (2000);
- [42] M. Mangano, H. Satz, U. A. Wiedemann: *Hard probes in heavy-ion collisions at the LHC*, CERN-2004-009 (2004);
- [43] Bo. Andersson *et al.* [Small- $x$  Coll.]: Eur.Phys.J. **C25**, 77 (2002);
- [44] J.R. Andersen *et al.* [Small- $x$  Coll.]: Eur.Phys.J. **C35**, 67 (2004);

- [45] J.F. Owens, E. Reya, M. Glück: Phys. Rev. **D18**, 1501 (1978);
- [46] J.F. Owens: Rev. Mod. Phys. **59**, 465 (1987);
- [47] X. N. Wang: Phys. Rep. **280**, 287 (1997), Phys. Rev. Lett. **81**, 2655 (1998),
- [48] C. Y. Wong H. Wang: Phys. Rev. C **58**, 376 (1998);
- [49] D. Sivers, S. Brodsky, R. Blankenbecler: Phys. Rep. **23**, 1 (1976), A.P. Contogouris, R. Gaskell S. Papadopoulos: Phys. Rev. **D17**, 2314 (1978); R. Blankenbecler S.J. Brodsky: Phys. Rep. **C59**, 1 (1976);
- [50] M.A. Kimber, A.D. Martin, M.G. Ryskin: Eur. Phys. J. **C12**, 655 (2000), Phys. Rev. **D63**, 114027 (2001);
- [51] G. Watt, A. D. Martin M.G. Ryskin: Eur.Phys.J. **C31**, 73 (2003); A. Gawron, J. Kwieciński W. Broniowski: Phys.Rev. **D68**, 054001 (2003);
- [52] X. Guo J. Qiu: Phys. Rev. **D53**, 6144 (1996);
- [53] H.L. Lai, H.N. Li: Phys. Rev. **D58**, 114020 (1998);
- [54] A.L.S. Angelis *et al.* [CCOR]: Phys. Lett. **B97**, 163 (1980);
- [55] M. Lev, B. Petersson: Z. Phys. **C21**, 155 (1983).
- [56] M.D. Corcoran *et al.* [E609]: Phys. Lett. **B259**, 209 (1991);
- [57] N.N. Ajitanand *et al.* [PHENIX]: Nucl. Phys. **A715**, 765c (2003); J. Rak *et al.* [PHENIX]: **nuc1-ex/0306031**;
- [58] C. Adler *et al.* [STAR]: Phys. Rev. Lett. **90**, 082302 (2003); D. Hardtke *et al.* [STAR]: Nucl. Phys. **A715**, 801c (2003);
- [59] L. Apanasevich *et al.* [E706]: Phys. Rev. Lett. **81**, 2642 (1998); Phys. Rev. D **63**, 014009 (2000); Phys. Rev. **D68** 052001 (2003);
- [60] J. Huston *et al.*: Phys. Rev. **D51**, 6139 (1995);
- [61] K. Sridhar, A. D. Martin, W. J. Stirling: Phys. Lett. **B438**, 211 (1998);



- [62] P. Zhuang, J. Hüfner: Eur.Phys.J. **A16**, 63 (2003); [nucl-th/0109037](#);
- [63] N.N. Nikolaev: Proceedings of Workshop on Monte Carlo at HERA, DESY. Extended discussion of QCD mechanism of Diffractive DIS added in the Introduction , [hep-ph/9905562](#);
- [64] R.D.Field: *Applications of Perturbative QCD* Addison-Wesley Pub., (1989);
- [65] [Aurenche] P. Aurenche, M. Fontannaz, J.Ph. Guillet, B. Kniehl, E. Pilon, and M. Werlen, Eur. Phys. J. **C9**, 107 (1999); P. Aurenche, M. Fontannaz, J.Ph. Guillet, B. Kniehl, and M. Werlen, Eur. Phys. J. **C13**, 347 (2000).
- [66] X.N. Wang: Phys. Rev. **C61**, 064910 (2001);
- [67] C. Kourkouvelis *et al.* [R806]: Z. Phys. **C5**, 95 (1980);
- [68] F.W. Büsser *et al.* [CCRS]: Nucl. Phys. **B106**, 1 (1976);
- [69] D.E. Jaffe *et al.* [E605]: Phys. Rev. **D40**, 2777 (1989);
- [70] P.B. Straub *et al.* [E605]: Phys. Rev. Lett. **68**, 452 (1992); Phys. Rev. **D45**, 3030 (1992);
- [71] B. Alper *et al.* [ISR]: Nucl. Phys. **B100**, 237 (1975);
- [72] G. Arnison *et al.* [UA1]: Phys. Lett. **B118**, 167 (1983);
- [73] C. Albajar *et al.* [UA1]: Nucl. Phys. **B335**, 261 (1990);
- [74] C. Bocquet *et al.* [UA1]: Phys. Lett. **B366**, 434 (1996);
- [75] F. Abe *et al.* [CDF]: Phys. Rev. Lett. **61**, 1819 (1988);
- [76] R. Kreckel: **MZ-TH/98-54** G.P. Lepage: J. Comput. Phys. **27**, 192 (1978);
- [77] G. Papp, P. Lévai G. Fai: Phys. Rev. C **61**, 021902(R) (2000);
- [78] Barnaföldi G.G.: *Töltött hadronok produkciója nagyenergiás proton-proton és proton-atommag ütközésekben*, szakdolgozat, ELTE TTK, Budapest, 2000;
- [79] R.K. Ellis, J.C. Sexton: Nucl. Phys. **B269**, 445 (1986);

- [80] F. Aversa, P. Chiappetta, M. Greco, and J.Ph. Guillet, Nucl. Phys. **B327**, 105 (1989).
- [81] F. Aversa, M. Greco, P. Chiappetta and J.P. Guillet, Z. Phys. **C46**, 253 (1990); *ibid.* **C49**, 459 (1991).
- [82] R. Vogt: APH NS Heavy Ion Phys. **17**, 75 (2003);
- [83] C. Kourkumelis *et al.*: Z. Phys. **C5**, 95 (1980);
- [84] M. Werlen: <http://home.cern.ch/~monicaw/phon11.html> (1999);  
[http://web13.cern.ch/monicaw/readme\\_inc.html](http://web13.cern.ch/monicaw/readme_inc.html).
- [85] S.D.Ellis, Z. Kunszt, D.E.Soper: Phys. Rev. Lett. **62**, 726 (1989); *ibid.* **69**, 1496 (1992); Phys. Rev. **D40**, 2188 (1989);
- [86] Z. Kunszt D.E.Soper: Phys. Rev. **D46**, 192 (1992);
- [87] R.J. Glauber: *Lectures in Theoretical Physics*, ed. W.E Brittin and L.G. Dunham, Interscience, N.Y., Vol. 1, 315. (1959), R.J. Glauber G. Matthiae: Nucl. Phys. **B21**, 135 (1970);
- [88] V.N. Gribov: JETP **30**, 709 (1970);
- [89] C.-Y. Wong: *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions*, World Scientific, (1994);
- [90] Manuel Calderon de la Barca Sanchez: *Charged Hadron Spectra in Au-Au Collisions at  $\sqrt{s_{nn}} = 130\text{GeV}$* , doktori értekezés, Yale University, 2001;
- [91] F. Siklér: *Centrality control of hadron-nucleus interactions by detection of slow nucleons*, hep-ph/0304065;
- [92] P. Shukla: nucl-th/0112039, Phys.Rev. **C67** 054607 (2003);
- [93] R.V. Reid: Ann. of Phys. **50**, 411 (1968);
- [94] L. Hulten, M. Sagawara: *Handbüch der Physik*, **39** (1957);
- [95] D. d'Enterria: Phys.Lett. **B596**, 32 (2004);

- [96] J.H. Kühn: Phys. Rev. **D13**, 2948 (1976);
- [97] K. Braune *et al.* [WA35]: Z. Phys. **C13**, 191 (1982);
- [98] M.A. Faessler *et al.*: Nucl. Phys. **B157**, 1 (1979);
- [99] M.K. Hegab J. Hüfner: Physics Letters **105B**, 103 (1981);
- [100] M.A. Faessler: Annals of Phys. **137**, 44 (1981);
- [101] C. Gale, S. Jeon, J. Kapusta: Phys. Rev. Lett. **82**, 1636 (1999);
- [102] J. Ashman *et al.* [EMC]: CERN-EP/88-06 (1988);
- [103] D.F. Geesaman, K. Saito, A.W. Thomas [EMC]: Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **45**, 337 (1995);
- [104] M. Arneodo *et al.* [NMC]: Nucl. Phys. **B441**, 12 (1995);
- [105] K.J. Eskola, V.J. Kolhinen, P.V. Ruuskanen: Nucl. Phys. **B535**, 351 (1998), K.J. Eskola, V.J. Kolhinen, C.A. Salgado: Eur. Phys. J. **C9**, 61 (1999);
- [106] K.J. Eskola, H. Honkanen: Nucl. Phys. **A713**, 67 (2003).
- [107] X.-N. Wang, M. Gyulassy: Phys. Rev. **D44**, 3501 (1991);
- [108] S. Li, X.-N. Wang: Phys. Lett. **B527**, 85 (2002);
- [109] R. Vogt: **hep-ph/0405060**;
- [110] W.-K. Tung: *At the Frontier of Particle Physics — Handbook of QCD* **2**, 887, szerk: M. Shifman, World Scientific Puubl., Singapur, (2001);
- [111] V. Guzey: <http://www.tp2.ruhr-uni-bochum.de/~vading/NUCLEARSHADOWING.html>
- [112] J.-P. Blaizot, F. Gelis, R. Venugopalan: **hep-ph/04022256** (2004); **hep-ph/04022257** (2004);
- [113] G. Alverson *et al.* [E706]: Phys. Rev. **D48** 5 (1993); Phys. Rev. **D45**, R3899 (1992);
- [114] C.N. Brown, *et al.* [E789]: Phys. Rev. C **54**, 3195 (1996).

- [115] D.A. Garbutt *et al.* [ITA FNAL]: Phys. Letts. **67B**, 355 (1977);
- [116] H. Jöstlein *et al.*: Phys Rev. **D20**, 53 (1979);
- [117] A. Sambamurti *et al.* [E557/E672]: Phys. Rev. **D41**, 1374 (1990);
- [118] H.J. Frisch *et al.*: Phys. Rev. **D27**, 1001 (1983);
- [119] D. Chaney *et al.* [FNAL]: Phys. Rev. **D19**, 3210 (1979);
- [120] H. Torii *et al.* [PHENIX]: Nucl. Phys. **A715**, 753c (2003); S.S. Adler *et al.* [PHENIX]: hep-ex/0304038;
- [121] L. Ruan [PHENIX]: *Pion, Kaon, Proton and Antiproton Spectra in  $d + Au$  and  $p + p$  Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$  at the Relativistic Heavy Ion Collider*, doktori értekezés, University of Science and Technology of China, (2005);
- [122] S.S. Adler *et al.* [PHENIX]: Phys. Rev. Lett. **91**, 072303 (2003); Phys.Rev.Lett. **94**, 082302 (2005)
- [123] G. David *et al.* [PHENIX]: Nucl. Phys. **A698**, 227c (2002); K. Adcox *et al.* [PHENIX]: Phys. Rev. Lett. **88**, 022301 (2002); K. Adcox *et al.* [PHENIX]: Phys.Rev. **C69**, 024904 (2004); S.S. Adler *et al.* [PHENIX]: Phys.Rev. **C69**, 034909 (2004)
- [124] C. Klein-Boesing *et al.* [PHENIX]: J. Phys. **G30**, S975 (2004);
- [125] S.S. Adler *et al.* [PHENIX Coll.]: Phys. Rev. Lett. **91**, 072301 (2003); Phys.Rev. **C69**, 034910 (2004); K. Adcox *et al.* [PHENIX]: Phys. Rev. Lett. **88**, 242301 (2002); T. Chujo *et al.* [PHENIX]: Nucl. Phys. **A715**, 151c (2003); T. Sakaguchi *et al.* [PHENIX]: Nucl. Phys. **A715**, 757c (2003); K. Adcox *et al.* [PHENIX]: Phys. Lett. **B561**, 82 (2003); S. Mioduszewski *et al.* [PHENIX]: Nucl. Phys. **A715**, 453c (2003); D. d'Enterria *et al.* [PHENIX]: Nucl. Phys. **A715**, 749c (2003); W.A. Zajc *et al.* [PHENIX]: Nucl. Phys. A **698**, 39c (2002);
- [126] J. Slívová [CERES]: CERN-SPSC-2002-033, ill. Doktori értekezés, Károly Egyetem, Prága, 2003;
- [127] I. Arsene *et al.* [BRAHMS]: Nucl. Phys. **A757**, 1 (2005); nucl1-ex/0503010

- 
- [128] Z.Yin *et al.* [BRAHMS]: J. Phys. **G30**, S983 (2004); Phys. Rev. Lett. **91**, 072305 (2003);
- [129] J. Adams *et al.* [STAR]: Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 172302, *ibid.* 072304; **nucl-ex/0306024**;
- [130] K. Schweda [STAR]: J. Phys. **G30**, S693 (2004);
- [131] J.C. Dunlop *et al.* [STAR]: Nucl. Phys. **A698** (2002) 515; J.L. Klay *et al.* [STAR]: Nucl. Phys. **A715**, 733c (2003),  
G.J. Kunde *et al.* [STAR]: Nucl. Phys. **A715**, 189c (2003).  
J.W. Harris *et al.* [STAR]: Nucl. Phys. **A698**, 64c (2002).
- [132] B.B.Back *et al.* [PHOBOS]: Phys.Rev. **C70**, 061901 (2004); D. Ouerdane: J. Phys. **G30**, S1133 (2004);
- [133] B.B.Back *et al.* [PHOBOS]: Phys. Rev. Lett. **94**, 082304 (2005); Phys. Lett. **B578**, 297 (2004);
- [134] L.S.Barnby *et al.* [STAR]: J. Phys. **G30**, S1121 (2004);
- [135] X. Zhang, G. Fai and P. Lévai, Phys. Rev. Lett. **89**, 272301 (2002).
- [136] X. Zhang, G. Fai: J. Phys. **G30**, L49 (2004);
- [137] C.Stewart *et al.* [E557]: Phys. Rev. **D42**, 1385 (1990);
- [138] H.G.Fischer: Proc. of EPS Conf. Lisbon, 297 (1981); Proc. of Roch. Conf. Leipzig, **1**, 291 (1984);
- [139] M.J. Longo: Nucl. Phys. **B134**, 70 (1978);
- [140] M.M. Aggarwal *et al.* [WA98]: Phys. Rev. Lett. **85**, 3595 (2000); Eur. Phys. J. **C18**, 651 (2001); **nucl-ex/0006007**; Eur. Phys. J **C23**, 225 (2002);
- [141] T. Ochiai: *et al.*: Prog. Theor. Phys. **75**, 288 (1986);
- [142] P.M. Fishbane, J.S. Trefil: Phys. Rev. **D12**, 2113 (1975); P.M. Fishbane, J.K. Kotsonis, J.S. Trefil: Phys. Rev. **D16**, 122 (1977);

- [143] D. Treleani, G. Wilk: Nuovo Cimento **60A**, 201 (1980);
- [144] R. Albrecht *et al.* [WA80], Phys. Lett. B **361**, 14 (1995), Eur. Phys. J. **C5**, 255 (1998);
- [145] R. Baier, Yu.L. Dokshitzer, A.H. Mueller, S. Peginé, D. Schiff: Nucl. Phys. **B531**, 403 (1998), Phys. Rev. **C60**, 064902 (1999), R. Baier, D. Schiff, B.G. Zakharov: Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **50**, 37 (2000);
- [146] M. Gyulassy, P. Lévai and I. Vitev, Phys. Rev. Lett. **85**, 5535 (2000); Nucl. Phys. **B571**, 197 (2000), *ibid.* **B594**, 371 (2001).
- [147] E. Wang, X.N. Wang, Phys. Rev. Lett. **89**, (2002) 162301; I. Vitev, M. Gyulassy, Phys. Rev. Lett. **89**, (2002) 252301; M. Gyulassy, P. Lévai, I. Vitev, Phys. Lett. **B538**, (2002) 282; M. Gyulassy, I. Vitev, X-N. Wang, B-W. Zhang: nucl-th/0302077;

## A Általános jelölések, konvenciók

Jelen függelék az értekezésben általánosan használt jelöléseket foglalja össze. Az ezektől való esetleges eltérést a szövegben jeleztem.

**Alapfeltevés:** Értekezésemben a szakirodalomban szokásos  $\hbar = c = 1$  egységrendszerrel használok. A numerikus számolások eredményeit a  $\hbar c = 0,1973 \text{ GeV fm}$  vagy a  $(\hbar c)^2 = 0.3894 \text{ GeV}^2 \text{ mb}$  mennyiségekkel normáltam.

**Metrika, vektorok, műveletek:** Pseudoeuklideszi vektorterünk metrikája  $g^{\mu\nu}$ :

$$g^{\mu\nu} = g_{\mu\nu}, \quad g_{00} = -g_{11} = -g_{22} = -g_{33} = 1, \quad g_{ij} = 0, \text{ ha } i \neq j. \quad (\text{A.1})$$

A *Lorentz-kontravariáns* négyesvektorok szokásos jelölése:

$$u = u^\mu = (u^0, u^1, u^2, u^3) = (u^0, u^i) = (u^0, \underline{u}), \quad (\text{A.2})$$

ahol  $\mu, \nu, \dots = 0, 1, 2, 3$  és  $i, j, k, \dots = 1, 2, 3$ .

A *kovariáns* négyesvektorok pedig hasonlóan:

$$v = v_\mu = (v_0, v_1, v_2, v_3) = (v_0, v_i) = (v_0, \underline{v}). \quad (\text{A.3})$$

A kontra-, és kovariáns vektorok közötti kapcsolatot a  $g^{\mu\nu}$  adja meg:

$$u^\mu = g^{\mu\nu} u_\nu, \quad v_\mu = g_{\mu\nu} v^\nu. \quad (\text{A.4})$$

A skalárszorzat ekkor a következő alakú:

$$u^\mu v_\mu = g^{\mu\nu} u_\mu v_\nu = g_{\mu\nu} u^\mu v^\nu = u^0 v_0 + u^i v_i = u^0 v_0 - u^i v^i = u^0 v^0 - \underline{u} \cdot \underline{v} \quad (\text{A.5})$$

A vastagon szedett<sup>45</sup> változókon, az ütközés longitudinális irányára merőleges síkban értelmezett kétdimenziós vektorokat értem:

$$\underline{u} = (u_x, u_y, u_z) := (\mathbf{u}, u_z). \quad (\text{A.6})$$

Az  $x$  változónak kitüntetett szerepe van, ezt nevezzük a *Bjorken-féle  $x$ -nek*. A  $p_A$  impulzusú „ $A$ ” hadronból származó „ $a$ ” parton  $p_a$  impulzus komponenseivel kifejezett alakja:

$$x_a := \frac{|p_{z,a}|}{|p_{z,A}|} = \frac{p_0 + p_z}{\sqrt{s}}, \quad (\text{A.7})$$

ahol  $p_\mu = p = (p_0, p_x, p_y, p_z)$ ,  $\sqrt{s}$  az ütközés tömegközépponti rendszerében vett ún. *tömegközépponti energia*.

Megadható az  $y$  *rapiditás*-, és  $\eta$  *pszeudorapiditás-változó* is. Először tekintsük a  $p$  négyesimpulzus  $p_0$  és  $p_z$  komponensei segítségével a rapiditást:

$$y := \frac{1}{2} \ln \left[ \frac{p_0 + p_z}{p_0 - p_z} \right]. \quad (\text{A.8})$$

Jelölje a „kijövő”  $h$  részecske impulzusvektorát  $\underline{p}$ , és legyen a  $\vartheta$  ezen  $\underline{p}$  impulzus és a  $z$ -tengely által bezárt szög. Ekkor a  $h$  részecske pszeudorapiditása:

$$\eta := -\ln(\tan \vartheta/2) = \frac{1}{2} \ln \left[ \frac{|\underline{p}| + p_z}{|\underline{p}| - p_z} \right]. \quad (\text{A.9})$$

Látható, hogy nagy impulzusoknál ha a  $|\underline{p}| \approx p_0$  akkor a (A.8) és (A.9) egyenletek azonos alakúak lesznek. Ilyenkor a rapiditás közelíthető a pszeudorapiditással, azaz:  $y \approx \eta$

**Az invariáns hatáskeresztmetszet átszámításai:** Ebben a kiegészítésben az *invariáns hatáskeresztmetszetet* kifejezzük a  $p_T$  és  $y$  változókkal,  $p_\mu = (p_0, p_x, p_y, p_z)$  impulzusok helyett. Bevezetem a részecske energiájára a szokásos  $E = p_0$  megadását. Az invariáns hatáskeresztmetszet rövidített jelölését

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} = E \frac{d^3\sigma}{dp_x dp_y dp_z} \quad (\text{A.10})$$

alakra írhatjuk. Vezessük be a következő koordináta-parametrizációt:

$$p_x := p_T \cos \phi, \quad p_y := p_T \sin \phi. \quad (\text{A.11})$$

---

<sup>45</sup>Ún. boldface.



Az ezekből képzett differenciálok szorzatát a Jacobi-determináns segítségével számolhatjuk:

$$dp_x dp_y = \frac{\partial p_x \partial p_y}{\partial p_T \partial \phi} dp_T d\phi = p_T (\cos^2 \phi + \sin^2 \phi) dp_T d\phi = p_T dp_T d\phi. \quad (\text{A.12})$$

Az  $y$  rapiditás (A.8) definícióját felhasználva, a fentiekhez hasonlóan  $p_0$  és  $p_z$  is kifejezhető:

$$p_0 := p_T \cosh y, \quad p_z := p_T \sinh y. \quad (\text{A.13})$$

Ennek komponenseivel pedig a differenciálok szorzata:

$$dp_T dp_z = \frac{\partial p_T \partial p_z}{\partial p_T \partial y} dp_T dy = p_T \cosh y dp_T dy = p_0 dp_T dy. \quad (\text{A.14})$$

Végül:

$$dp_x dp_y dp_z = p_0 p_T dp_T dy d\phi. \quad (\text{A.15})$$

Ha alkalmazzuk a szokásos  $p_0 = E$  jelölést, akkor fenti számításainkat összegzéseként kapjuk, hogy:

$$E \frac{d^3 \sigma}{d^3 p} = \frac{d^3 \sigma}{p_T dp_T dy d\phi}. \quad (\text{A.16})$$

Legvégül kihasználva hengersizimetriát és a  $\phi$  szögre felintegrálva a  $[0; 2\pi]$  tartományra, kapjuk, hogy:

$$\int_0^{2\pi} d\phi E \frac{d\sigma}{d^3 p} = \frac{d^2 \sigma}{2\pi p_T dp_T dy} = \frac{d^2 \sigma}{\pi dp_T^2 dy}. \quad (\text{A.17})$$

**A legjobb illesztést adó  $\langle k_T^2 \rangle$  meghatározása:** A  $pp$  ütközésekben mért kísérleti spektrumokat legjobban illesztő elméleti számolások paramétereit a  $\chi^2$ -eljárás segítségével határoztam meg. A  $\chi^2$ -függvényt a következő egyenlet definiálja:

$$\chi^2 := \sum_{i=1}^n \frac{[\xi_{Data,i} - \xi_{Theory,i}]^2}{\zeta_{Data,i}^2}, \quad (\text{A.18})$$

ahol  $\xi_{Data,i}$  jelöli az  $i$ . kísérleti adat átlagértékét és  $\xi_{Theory,i}$  az elméleti számítás eredményét. A  $\zeta_{Data,i}$  az  $i$ . kísérleti adat hibája.

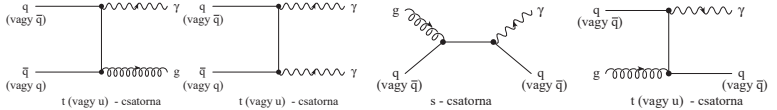
A számolások belső- $k_T$  paraméterét változtatva a másodfokú  $\chi^2(\langle k_T^2 \rangle)$  függvényt kapjuk meg. Ennek a  $\chi^2$  parabolának a minimumához tartozó  $\langle k_T^2 \rangle_{min}$  értéke adja az adott  $p_T$  tartományban a kísérleti adatokat legjobban illesztő belső transzverzális impulzus-kiszéledést.

## B Partonikus invariáns hatáskeresztmetszetek (LO)

A függelék jelen alfejezetében felsoroljuk néhány alapvető partonikus  $a + b \rightarrow \gamma + d$  és  $a + b \rightarrow c + d$  folyamat invariáns hatáskeresztmetszetét.<sup>46</sup> Az egyenletek felírása mindkét folyamat esetében a Mandelstam-változók szokásos (II.32) definíciói alapján történnek a partonikus folyamat megfelelő betűkkel jelölt részecskéinek négyesimpulzusaival.

### B.1 A Compton-, és annihilációs $a + b \rightarrow \gamma + d$ folyamatok

Az annihilációs-folyamat ( B. 57. ábrájának *bal oldali*) gráfjára, [64] alapján – felösszegezve a lehetséges gluon-, illetve fotonpolarizációs állapotokra:



B. 57. ábra: Direkt fotonok a QCD LO annihilációs és Compton folyamataiban.

$$\frac{d\sigma^{q\bar{q} \rightarrow \gamma g}}{d\hat{t}} = \frac{8}{9} \frac{\pi \alpha_e \alpha_s (Q^2) e_q^2}{\hat{s}^2} \left[ \frac{\hat{u}}{\hat{t}} + \frac{\hat{t}}{\hat{u}} \right] \quad (\text{B.1})$$

$$\frac{d\sigma^{q\bar{q} \rightarrow \gamma \gamma}}{d\hat{t}} = \frac{2}{3} \frac{\pi \alpha_e^2 e_q^4}{\hat{s}^2} \left[ \frac{\hat{u}}{\hat{t}} + \frac{\hat{t}}{\hat{u}} \right] \quad (\text{B.2})$$

<sup>46</sup> Az  $a, b, c$  és  $d$  részecskék: kvarkok, antikvarkok, gluonok, és a  $\gamma$  foton, melyek tömegei zérusok, azaz:  $m_{q_i} = 0, m_{\bar{q}_i} = 0, m_g = 0$ , és  $m_\gamma = 0$ .

a Compton-folyamatra pedig ( B.57. ábra *jobb oldala*) alapján:

$$\frac{d\sigma^{gq \rightarrow \gamma q}}{d\hat{t}} = \frac{d\sigma^{g\bar{q} \rightarrow \gamma \bar{q}}}{d\hat{t}} = -\frac{1}{3} \frac{\pi \alpha_e^2 \alpha_s(Q^2) e_q^2}{\hat{s}^2} \left[ \frac{\hat{t}}{\hat{s}} + \frac{\hat{s}}{\hat{t}} \right] \quad (\text{B.3})$$

$$\frac{d\sigma^{\gamma q \rightarrow \gamma q}}{d\hat{t}} = \frac{d\sigma^{\gamma \bar{q} \rightarrow \gamma \bar{q}}}{d\hat{t}} = -\frac{4}{9} \frac{\pi \alpha_e^2 \alpha_s(Q^2) e_q^4}{\hat{s}^2} \left[ \frac{\hat{u}}{\hat{s}} + \frac{\hat{s}}{\hat{u}} \right] \quad (\text{B.4})$$

Mindkét esetben az  $\alpha_e$  a elektromágneses,  $\alpha_s(Q^2)$  pedig az erős kölcsönhatás csatolási állandója,  $e_q$  a  $q$  kvark (illetve  $\bar{q}$  antikvark) töltését, jelenti a [26] szerint.

## B.2 A tisztán partonikus $a + b \rightarrow c + d$ folyamatok

A tisztán partonikus folyamatokra, ahol tehát  $a, b, c$  és  $d \in \{q_i, \bar{q}_i, g | i = 1 \dots N_f\}$ , ha leválasztjuk az erős kölcsönhatás csatolási állandóját a  $\hat{s} + \hat{t} + \hat{u} = 0$  tömeghéj feltétel mellett:

$$\frac{d\sigma^{ab \rightarrow cd}}{d\hat{t}} = \frac{\pi \alpha_s^2(Q^2)}{\hat{s}^2} \Xi^{ab \rightarrow cd}, \quad (\text{B.3})$$

ahol a II.10. ábra szerinti gráfok, a [45, 46]-ben kiszámolt  $\Xi^{ab \rightarrow cd}$ -k az egyes részfolyamatok Mandelstam-változókkal felírt járulékai, (felösszegezve a lehetséges gluon-, illetve fotonpolarizációs állapotokra) a következő alakúak:

$$\Xi^{gg \rightarrow gg} = \frac{9}{2} \left[ 3 - \frac{\hat{t}\hat{u}}{\hat{s}^2} - \frac{\hat{s}\hat{u}}{\hat{t}^2} - \frac{\hat{s}\hat{t}}{\hat{u}^2} \right], \quad (\text{B.4})$$

$$\Xi^{gg \rightarrow q\bar{q}} = \frac{1}{6} \left[ \frac{\hat{t}}{\hat{u}} + \frac{\hat{u}}{\hat{t}} \right] - \frac{3}{8} \frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}^2}, \quad (\text{B.5})$$

$$\Xi^{q\bar{q} \rightarrow gg} = \frac{32}{27} \left[ \frac{\hat{t}}{\hat{u}} + \frac{\hat{u}}{\hat{t}} \right] - \frac{8}{3} \frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}^2}, \quad (\text{B.6})$$

$$\Xi^{gq \rightarrow gq} = \Xi^{g\bar{q} \rightarrow g\bar{q}} = -\frac{4}{9} \left[ \frac{\hat{s}}{\hat{u}} + \frac{\hat{u}}{\hat{s}} \right] + \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2}, \quad (\text{B.7})$$

$$\Xi^{qq' \rightarrow qq'} = \Xi^{g\bar{q}' \rightarrow g\bar{q}'} = \frac{4}{9} \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2}, \quad (\text{B.8})$$

$$\Xi^{qq \rightarrow qq} = \Xi^{q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}} = \frac{4}{9} \left[ \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} + \frac{\hat{s}^2 + \hat{t}^2}{\hat{u}^2} \right] - \frac{8}{27} \frac{\hat{s}^2}{\hat{t}\hat{u}}, \quad (\text{B.9})$$

$$\Xi^{q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}} = \frac{4}{9} \left[ \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} + \frac{\hat{s}^2 + \hat{t}^2}{\hat{u}^2} \right] - \frac{8}{27} \frac{\hat{u}^2}{\hat{t}\hat{s}}, \quad (\text{B.10})$$

$$\Xi^{g\bar{q} \rightarrow g'\bar{q}'} = \frac{4}{9} \frac{\hat{u}^2 + \hat{t}^2}{\hat{s}^2}. \quad (\text{B.11})$$

## C Hadronállapotok fragmentációs függvényei

A szakirodalomban (ld. [38, 39]) leggyakrabban az *átlagolt fragmentációs függvényeket* találjuk, amelyek a pozitív és negatív töltésű részecskék együttes hozamát határozzák meg. Ennek oka, hogy kísérletileg leggyakrabban az  $e^+e^-$  ütközésben, szimmetrikusan keletkezett részecskék alapján illesztik a fragmentációs függvényeket. A nehézionfizikai kísérletekben viszont sokszor a különböző töltésű részecskéket külön-külön mérik – ezek hozama viszont nem azonos. Emiatt számolásaimban szükség volt a pozitívan illetve negatívan töltött mezonok fragmentációs függvényére.

Ezek meghatározásakor a parton modellből indultam ki. Feltételeztem, hogy a kötött állapotú kvarkok kétfélék lehetnek: *valencia* illetve *sea (tenger)* kvarkok. A valencia kvarkok azok, amelyek meghatározzák a kötött állapot tulajdonságait, azaz már a hullámfüggvény kifejtés első rendjében is megjelennek. Sea kvarkok ezzel szemben csak a vákuumfluktuáció során bukkannak fel a hadronon belül, ami azzal ekvivalens, hogy csak a kifejtések magasabb rendjeiben válnak láthatóvá. Töltött  $\pi$  és  $K$  részek esetében ezek a hullámfüggvény kifejtések a következők lesznek:

**Töltött pionállapotok:**

$$\begin{aligned}\pi^+ &= |u\bar{d}\rangle + |u\bar{d} u\bar{u}\rangle + |u\bar{d} d\bar{d}\rangle + |u\bar{d} s\bar{s}\rangle + |u\bar{d} u\bar{u} d\bar{d}\rangle + \dots, \\ \pi^- &= |\bar{u}d\rangle + |\bar{u}d u\bar{u}\rangle + |\bar{u}d d\bar{d}\rangle + |\bar{u}d s\bar{s}\rangle + |\bar{u}d u\bar{u} d\bar{d}\rangle + \dots\end{aligned}\quad (\text{C.0})$$

**Töltött kaonállapotok:**

$$\begin{aligned}K^+ &= |u\bar{s}\rangle + |u\bar{s} u\bar{u}\rangle + |u\bar{s} s\bar{s}\rangle + |u\bar{s} d\bar{d}\rangle + |u\bar{s} u\bar{u} s\bar{s}\rangle + \dots, \\ K^- &= |\bar{u}s\rangle + |\bar{u}s u\bar{u}\rangle + |\bar{u}s s\bar{s}\rangle + |\bar{u}s d\bar{d}\rangle + |\bar{u}s u\bar{u} s\bar{s}\rangle + \dots\end{aligned}\quad (\text{C.0})$$

A (C.1)-(C.1) egyenleteket a parton modellel összevetve azt mondhatjuk, hogy egy  $a$  partonból a  $h$  hadron fragmentálódását megadó  $D_a^h(z_h, \tilde{Q}^2)$  függvényt felbonthatjuk a következő módon:

$$D_a^h(z_h, \tilde{Q}^2) = D_{a\text{ Val}}^h(z_h, \tilde{Q}^2) + D_{a\text{ Sea}}^h(z_h, \tilde{Q}^2). \quad (\text{C.0})$$

Ebben az felbontásban a  $D_{a\text{ Val}}^h(z_h, \tilde{Q}^2)$  illetve a  $D_{a\text{ Sea}}^h(z_h, \tilde{Q}^2)$  faktorok azt adják meg, hogy mekkora valószínűséggel fragmentálódik az  $a$  parton a  $h$  hadronná, amelyben az  $a$  parton valencia illetve tenger jellegű összetevő lesz. Ezt a felbontást csak a gluonok esetében nem lehet megtenni. A gluonok nem valencia jellegű részecskék, belőlük szimmetrikusan keletkezhetnek töltött hadronok:

$$D_g^h(z_h, \tilde{Q}^2) := D_g^{\frac{h^+ + h^-}{2}}(z_h, \tilde{Q}^2) = D_g^{h^+}(z_h, \tilde{Q}^2) = D_g^{h^-}(z_h, \tilde{Q}^2). \quad (\text{C.0})$$

Ezen feltételezések után elő tudjuk állítani a töltött hadronok fragmentációs függvényeit. A következőkben bemutatjuk a számunkra lényeges töltött hadronok fragmentációját proton-proton ütközésben.

Az egyenletek egyszerűsítése végett a most következő alfejezetben nem írom ki a FF-ek argumentumait, csak azt jelzem, hogy milyen  $a$  parton fragmentálódott mely  $h$  hadronná, azaz :

$$D_a^h := D_a^h(z_a, \tilde{Q}^2).$$

Tekintsük először a töltött pionok, majd másodikként a kaonok fragmentációs függvényét:

**FF pionra:** A pionok az izospin szimmetria szerint izo-triplettbe rendezhetők, mely elemei a  $\pi^+ = u\bar{d}$ , a  $\pi^- = \bar{u}d$ , és a  $\pi^0 = \frac{u\bar{u} - d\bar{d}}{\sqrt{2}}$ . Az FF-eket egy „átlagolt”  $\pi$  részecskére adják meg, melynek szokásos definíciója:

$$\pi := \langle \pi \rangle = \frac{\pi^+ + \pi^-}{2} = \pi^0$$

A (C.1) egyenletek hullámfüggvény sorfejtését, valamint a (C) szétválasztás felhasználva a következő módon definiálhatjuk a töltött pionok fragmentációs függvényeit:

$$\begin{aligned} D_u^{\pi^+} &= D_d^{\pi^+} = D_d^{\pi^-} = D_{\bar{u}}^{\pi^-} &= p D_{Val}^{\pi} + q D_{Sea}^{\pi}, \\ D_u^{\pi^-} &= D_d^{\pi^-} = D_d^{\pi^+} = D_{\bar{u}}^{\pi^+} &= (2-p) D_{Val}^{\pi} + (2-q) D_{Sea}^{\pi}, \\ D_s^{\pi^+} &= D_{\bar{s}}^{\pi^+} = D_s^{\pi^-} = D_{\bar{s}}^{\pi^-} &= D_{Sea}^{\pi}, \end{aligned} \quad (\text{C.0})$$

ahol az  $u$ ,  $d$  és  $s$  kvarkok zérus tömegűek, tehát teljesül az  $SU_f(3)$  szimmetria. Fontos megjegyezni, hogy az izo-triplett miatt „átlagolt” pionnak jelen felírásban van fizikai megfelelője éspedig a semleges  $\pi^0$  mezon.

**FF kaonra:** A kaonok esetében kicsit más a helyzet, mint a pionoknál, hiszen ezeket két izo-dublettbe helyezhetjük el. Az egyikben a  $K^+ = u\bar{s}$  és a  $K^- = \bar{u}s$ , míg a másikban a  $K^0 = d\bar{s}$  és a  $\bar{K}^0 = \bar{d}s$  foglal helyet. Az FF illesztések ezt figyelembe véve egy hipotetikus „átlagolt”  $K$  mezont definiálnak az „átlagolt” pionoknál már megismert módon:

$$K := \langle K \rangle = \frac{K^+ + K^-}{2} = \frac{K^0 + \bar{K}^0}{2}$$

A (C) felbontás és a (C.1) egyenletek figyelembevételével most a töltött kaonok fragmentációs függvényét definiálom:

$$\begin{aligned} D_u^{K^+} &= D_s^{K^+} = D_s^{K^-} = D_{\bar{u}}^{K^-} &= p D_{Val}^K + q D_{Sea}^K, \\ D_u^{K^-} &= D_s^{K^-} = D_s^{K^+} = D_{\bar{u}}^{K^+} &= (2-p) D_{Val}^K + (2-q) D_{Sea}^K, \\ D_d^{K^+} &= D_{\bar{d}}^{K^+} = D_d^{K^-} = D_{\bar{d}}^{K^-} &= D_{Sea}^K, \end{aligned} \quad (\text{C.-2})$$

Megjegyezem, hogy a semleges  $\bar{K}^0$  és  $K^0$  mezonok tárgyalása a fentiekhez nagyon hasonló lenne.

Az egyenletekben bevezetett  $p$  és  $q$  paramétereket a töltött mezonok produkcióinak arányaira illesztett számolások alapján határoztam meg. A kísérleti eredmények vizsgálata azt mutatta, hogy a  $p = 1$  ill.  $q = 1$  értékeket választva a töltött részecskearányok reprodukálhatóak [1, 78].